SÉRIE A, N°
N° D'ORDRE :
970

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DOCTEUR-INGÉNIEUR

par

Pierre HENNION

1re THÈSE : La mesure des très faibles accélérations.

2e THÈSE : Les éjecteurs.

Soutenues le 4 novembre 1965 devant la Commission d'examen.

MM. SIESTRUNCK Président.

MAZET
ALAIS
DELATTRE
} Examinateurs.

O.N.E.R.A.
29, Avenue de la Division Leclerc
CHATILLON-SOUS-BAGNEUX
1965

SÉRIE A, N°
N° D'ORDRE :
970

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DOCTEUR-INGÉNIEUR

par

Pierre HENNION

1re THÈSE : La mesure des très faibles accélérations.

2e THÈSE : Les éjecteurs.

Soutenues le 4 novembre 1965 devant la Commission d'examen.

MM. SIESTRUNCK Président.

MAZET
ALAIS
DELATTRE
} Examinateurs.

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK - LEIDEN

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen . . . . . M. ZAMANSKY

BRELOT	T	Analyse supérieure.
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées.
GRASSE	T	Evolution des êtres organisés.
PREVOST	T	Chimie organique.
WYART	T	Minéralogie et Cristal.
TEISSIER	T	Zoologie.
MANGENOT	T	Biologie Vég. (Orsay).
AUGER	T	Physique quantique et Relativité.
MONNIER	T	Physiologie générale.
PIVETEAU	T	Paléontologie.
ROCARD	T	Physique (E.N.S.).
CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.).
LAFFITTE	T	Chimie générale.
N...	T	Géométrie supérieure.
COULOMB	T	Physique du Globe.
Melle COUSIN	T	Biologie Animale (S.P.C.N.).
CHRETIEN	T	Chimie minérale.
BOCQUET	T	Zoologie.
KASTLER	T	Physique (E.N.S.).
EPHRUSSI	T	Génétique.
RIVIERE	T	Géologie (S.P.C.N.) & sédiment (Orsay).
GAUTHERET	T	Biologie Vég. (P.C.B.).
LUCAS R.	T	Recherches physiques.
THOMAS A.	T	Biologie cellulaire.
ARNULF	T	Optique appliquée.
MORAND	T	Physique Enseignement.
SOLEILLET	T	Physique (P.C.B.).
FORTIER	T	Mécanique exp. des Fluides.
DRACH	T	Zoologie.
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.
GALLIEN	T	Embryologie.
EICHORN	T	Botanique.
DE CUGNAC	T	Biologie Vég. (S.P.C.N.).
Melle CAUCHOIS	T	Chimie Physique.
THELLIER	T	Physique du Globe.
L'HERITIER	T	Biologie générale. (Orsay).
GRIVET	T	Radioélectricité (Orsay).
PONCIN	T	Mécanique générale.
DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des Nombres.
QUELET	T	Chimie Organique.
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.
CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire.
CUVILLIER	T	Micropaléontologie.
JUNG	T	Géologie.
TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.
WIEMANN	T	Chimie organique et struc.
JACQUINOT	T	Spectroscopie et physique céleste (Orsay).
VASSY	T	Physique de l'atmosphère.
DESTOUCHES	T	Théorie Physique.
AMIEL	T	Chimie générale.
HOCART	T	Minéralogie et Cristallog.
MATHIEU J.P.	T	Physique(Optique).
COUTEAUX	T	Cytologie.
MAY	T	Zoologie (Orsay).
CHOQUET	T	Théorie des fonctions et Topologie.
FELDMANN	T	Biologie Végétale marine.
GUINIER	T	Physique des Solides (Orsay).
JOST	T	Physiologie comparée.
FORTET	T	Calcul des Probabilités et Physique mathématique.
SCHWARTZ	T	Calcul diff. et Intégral.
CHOUARD	T	Physiologie Végétale.
MALAVARD	T	Aviation (Techn. Aéronaut.).
BRELOT	T	Calcul diff. et intégral.
NORMANT	T	Synthèse organique générale.
BENARD	T	Chimie Minérale.
BUVAT	T	Botanique (E.N.S.).
DUGUE	T	Statistiques Mathématiques.
SOULAIRAC	T	Psychophysiologie.
ULRICH	T	Physiologie Végétale.
MARECHAL	T	Optique théorique et Appl.
KIRRMANN	T	Théories chimiques.
CHADEFAUD	T	Botanique.
Melle LE BRETON	T	Physiologie de la nutrition.
LELONG	T	Applic. de l'analyse à la géométrie.
DEVILLERS	T	Anatomie et Histologie comparées.
EHRESMANN	T	Topologie Algébrique.
FRANÇON	T	Physique (S.P.C.N.).
GLANGEAUD	T	Géographie phys. et Géologie dynamique.
GODEMENT	T	Mathématiques (M.G.P.).
PISOT	T	Technique mathématique de la Physique.
ROCH	T	Géologie.
SCHATZMANN	T	Astrophysique.
TERMIER	T	Géologie générale.
ZAMANSKY	T	Mathématiques générales.
LENNUIER	T	Physique (M.G.P.).
RIZET	T	Génétique (Orsay).
ROUTHIER	T	Géologie appliquée.
Mme TONNELAT	T	Physique théorique.
DIXMIER	T	Mathématiques (M.P.C.).
SOUCHAY	T	Chimie générale.
AIGRAIN	T	Electrotechnique général.
BRUSSET	T	Chimie systématique.
M. LEVY	T	Physique théorique des hautes énergies (Orsay).
Mme CHAIX	T	Chimie biologique.
Mme HUREL-PY	T	Biologie Vég. (P.C.B.).
PANNETIER	T	Chimie générale.
BRUN	T	Mécanique des Fluides.
LEDERER	T	Chimie biologique (Orsay).
Mme DUBREIL	T	Mathématiques (Agrégation).
Mme LELONG	T	Mathématiques (E.N.S.).
BELLAIR	T	Géologie (S.P.C.N.).
COTTE	T	Physique Electricité.
DUBOIS J.E.	T	Chimie organique.

....

LAMOTTE	T	Zoologie (E.N.S.).
MICHEL A.	T	Chimie minérale (Orsay).
OLMER	T	Energétique générale.
ROUAULT	T	Electricité (Orsay).
GAUTHIER	T	Mécanique appliquée.
BARCHEWITZ	T	Chimie Physique.
BROSSEL	T	Physique atomique.
BUSER	T	Physiologie comparée.
CAMUS	T	Physiologie Vég.
CASTAING	T	Physique II thermo (Orsay).
CURIEN	T	Minéralo. et Cristallog.
MOYSE	T	Physio. Vég. (Orsay).
Mme CHARNIAUX-COTTON	T	Evolution des êtres organisés.
POSSOMPES	T	Zoologie.
PULLMANN	T	Chimie quantique.
TEILLAC	T	Physique Nucl. et Radioactivité (Orsay).
TONNELAT	T	Biologie Physico-chim. (Orsay).
VILLE	T	Econométrie.
WILLEMART	T	Chimie (P.C.B.).
DODE	T	Chimie (Orsay).
FREYMANN	T	Recherches Physiques.
GUINOCHET	T	Biol. Vég. (S.P.C.N.) (Orsay).
ROLLET	T	Chimie minérale.
Melle JOSIEN	T	Chimie (S.P.C.N.).
CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes.
ARNOULT	T	Electronique (Orsay).
CHAPELLE	T	Physique I (Orsay).
DELANGE	T	Mathématiques I (Orsay).
DENY	T	Mathématiques génér. (Orsay).
GERMAIN	T	Mécan. théor. des fluides.
LUCAS	T	Géologie.
ALLARD	T	Chimie Physique.
BERTHELOT	T	Phy. des particules fondamentales (Orsay).
BRICARD	T	Météorologie et physique de l'atmosphère.
Mme ALBE-FESSARD	T	Psychophysiologie.
FRIEDEL	T	Physique des solides (Orsay).
M. JULIA	T	Etudes des mòléculaires complexes.
LENDER	T	Biol. Animale (S.P.C.N.) (Orsay).
MAGAT	T	Physico-chimie des radio-éléments.
Melle QUINTIN	T	Electrochimie.
MONOD	T	Chimie du métabolisme.
BENOIT	T	Physiol. Anim. (Orsay).
DE POSSEL	T	Analyse numérique.
CHARLOT	T	Chimie analytique.
LEMEE	T	Ecologie végétale (Orsay).
GUERIN	T	Chimie (M.P.C.) (Orsay).
CHATELET	T	Chimie (P.C.B.).
JEAN	T	Physique Nucléaire (Orsay).
MATTLER	T	Physique (S.P.C.N.).
BERGERARD	T	Zoologie (Orsay).
BERTEIN	T	Electronique (Orsay).
BOUISSIERES	T	Radiochimie.
Mme COUTURE	T	Thermodynamique et Méc. physique.
ELLEMBERGER	T	Géologie des grandes régions du globe (Orsay).
FRANC	T	Biologie animale (P.C.B.).
SCHNELL		Botanique tropicale.
STOLKOSKI	T	Physiologie végétale.
ACHER	T	Chimie Biol.
BAUDOIN	T	Biologie animale (P.C.B.).
BEAUMONT		Biologie animale (S.P.C.N.).
BLAMONT		Géophysique Ionosphère.
BOUREAU	T	Botanique.
CURIE D.		Physique (M.G.P.).
DURAND-DELGA	T	Géologie.
FREON	T	Chimie organique (Orsay).
HELLER	T	Physiologie végétale.
TORTRAT	T	Calcul des Probabilités.
CAILLEUX	T	Géologie (S.P.C.N.).
MAGNAN		Physique Electricité.
DAUDEL	T	Mécanique ondulatoire appl. à la Chim. Théor. et à la Phys. Nucléaire.
Melle FOURCROY		Biol. végétale (S.P.C.N.).
Mme CHOQUET-BRUHAT		Méc. Analytique et Méc. céleste.
Melle VEIL	T	Physiologie Générale.
LWOFF	T	Microbiologie.
SIESTRUNCK	T	Mécan. Phys. et Expérim.
LACOMBE	T	Métallur. des métaux Nucl.(Orsay).
BROCHARD	T	Physique (P.C.B.) Orsay.
CABANNES	T	Mécanique générale.
LESIEUR	T	Math. I (Orsay).
MAZET	T	Mécanique générale (Orsay).
CAIRE		Géographie phys. et Géol. Dynamique.
COMOLET		Mécanique des Fluides.
CORABOEUF	T	Physiologie Animale (Orsay).
DELLOUE	T	Physique de l'exosphère.
GORENFLOT		Botanique II (Orsay).
HOUILLON		Biologie Animale (P.C.B.).
JULLIEN J.		Chimie (S.P.C.N.) (Orsay).
MALGRANGE	T	Tech. Math. de la Phys. (Orsay).
OLIVIER		Antropologie.
NOZERAN	T	Botanique II (Orsay).
BLANC-LAPIERRE	T	Physique (E.N.S.) (Orsay).
CHEVAUGEON	T	Botanique (Orsay).
KAHANE	T	Mathématiques (Orsay).
SAMUEL	T	Mathématiques ENS féminines.
KOURGANOFF	T	Astronomie (Orsay).
THIRY	T	Mécanique céleste.
ABELES		Physique (S.P.C.N.).
AMAT	T	Physique (P.C.B.).
AUBOIN	T	Géologie
Mme BENOIT-GUEUTAL	T	Physique nucléaire et Radioactivité (Orsay).
BOUGIS		Biologie marine (Villefranche s/ mer).
BRUHAT	T	Mathématiques (M.P.C.).
BRUNN	T	Géologie historique (Orsay).
CHABBAL	T	Physique MGP (Orsay).
DEHEUVELS	T	Mathématiques Propé. (Orsay).
D'ESPAGNAT	T	Physique théorique (Orsay).
FURON	T	Géologie (S.P.C.N.).
Mme CANS	T	Génétique.
GENEVES		Biologie végétale (P.C.B.).
GUILBERT		Physique (CUS Orléans).
HUPE	T	Pétrographie.
HOLLANDE	T	Biologie générale.
LIONS	T	Analyse numérique.
MAITTE	T	Chimie (P.C.B.).
MEYER		Physique propédeutique.
NICOLAS		Géologie appliquée.
PANIGEL		Biologie générale.
RAVIER		Pétrographie.
ROSEAU	T	Mécanique théorique des fluides.
ROUBINE		Electronique.
SILBER	T	Chimie (P.C.B.).
UEBERSFELD	T	Electronique.
YVON	T	Théories Physiques.
HERVE	T	Mathématiques.
NERON	T	Mathémat. (M.P.C.) (Orsay).

....

Mme PECKER-WIMEL	T	Astrophysique.
BALKANSKY		Physique (M.P.C.).
LE CORRE	T	Electricité.
DELCROIX	T	Physique théorique (Orsay).
GOURDIN		Phys. théor. des hautes énergies. (Orsay).
LEHMANN	T	Phys. exp. des hautes énergies (Orsay).
NATAF	T	Physique nucléaire et Radioactivité (Orsay).
ECHALIER		Biologie animale (P.C.B.).
BARRAUD		Physiologie cellulaire.
LIORET		Physiologie végét. (Orsay).
DARS		Géologie struc. et Géol. appliquée.
CAMEFORT	T	Botanique (agrég.)
VICHNIEWSKY	T	Mécanique industrielle.
BLAQUIERE		Electronique (Orsay).
ARNOUS	T	Physique théorique.
TATIBOUET		Chimie (CSU Orléans).
MALLIAVIN	T	Mathém. propéd. (Orsay).
GAUDEMAR		Chimie propéd.
PEREZ Y JORBA		Phys. exp. des hautes énergies (Orsay).
DAVID	T	Chimie (agrég.) (Orsay).
BROUSSE	T	Mécanique théorique.
ROSCH	T	Astronomie.
GUY	T	Physique expérimentale.
LAZARD		Math. (M.P.C.).
MOREL Pierre		Physique (M.P.C.).
ARSAC		Programmation.
LEFEBVRE		Chimie (M.P.C.).
CHAPEVILLE		Biochimie.
BENOIT		Physique (C.P.E.M.).
RIO		Chimie (C.P.E.M.).
JAUZEIN		Géologie (E.N.S.).
PREVOST G.		B.V. (C.P.E.M.).
FAVARD P.		B.A. (C.P.E.M.).
VILKAS		Chimie (C.P.E.M.).
Melle FICINI		Chimie (C.P.E.M.).
LEQUEUX		Astronomie.
COHEN TANNOUDJI		Physique (M.P.C.).
TAVERNIER		Physique (C.P.E.M.).
Mme ROIZEN		Physique (C.P.E.M.).
DURAND M.		B.A. (S.P.C.N.).
PASCAUD		Physiologie.
Mme PETIT		B.A. (C.P.E.M.).
BROUSSE		Géologie (Orsay).
CAGNIAC		Physique (agrég.) (Orsay).
LEBERRE		Zoologie (Orsay).
SCHEFFER		Microbiologie (Orsay).
de GENNES		Physique des solides (Orsay).
RIOU		Physique nuclé. exp. (Orsay).
CLAUSER		Chimie biol. (Orsay).
CHEVALIER		Physio. animale (Orsay).
JANCOVICI		Physique atomique (Orsay).
FALK-VAIRANT		Physique nucléaire (Orsay).
FETIZON		Chimie propéd. (Orsay).
CERF		Mathématiques (Orsay).
LURCAT		Physique.
RIGAUDY		Chimie (S.P.C.N.).
SIGWALT		Chimie (S.P.C.N.).
FOURNET		Electricité générale.
COLLONGUES		Chimie (C.P.E.M.).
DUBERT		Biochimie.
LAVOREL		Biologie physico chimique.
MOREL F.		Physiologie comparée.
TALBOT		Génétique chimique.
Mme NOUGAREDE		Botanique
FRANÇOIS		Zoologie.
IVANOFF		Océanographie physique.
CADIOT		Chimie organique.
BARUCH		Physique propédeutique.
NOZIERES		Physique générale.
BOK		Physique propédeutique.
SLONIMSKI		Génétique.

Secrétaire Général . . . . . R. POULLAIN

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
RÉSUMÉ	
INTRODUCTION	4
Chapitre I : GÉNÉRALITÉS SUR LA MESURE DES ACCÉLÉRATIONS.	5
I.1. - Principe.	
I.2. - Domaine de mesure; bande passante.	
I.3. - Choix d'un système générateur de forces.	6
I.4. - Principe d'un système de forces de rappel à champ électrique.	7
Chapitre II : ÉTUDE DE L'ASSERVISSEMENT À CHAMP ÉLECTRIQUE.	9
2.1. - Équations du système.	
2.2. - Fonctions de transfert.	11
2.3. - Stabilisation et amortissement.	12
Chapitre III : ORGANES D'ASSERVISSEMENT.	14
3.1. - Détecteur de position	
3.2. - Chaîne de mesure	16
3.3. - Amplificateur d'action	17
3.4. - Électrodes d'action	
3.5. - Forces d'action	
Chapitre IV : PROBLÈMES D'EXPÉRIMENTATION ; PREMIÈRES RÉALISATIONS.	19
4.1. - Exposé du problème	
4.2. - Dispositifs à suspension magnétique.	21
4.3. - Dispositifs à suspension par fil.	
Chapitre V : EXPOSÉ DE LA MÉTHODE CHOISIE POUR L'EXPÉRIMENTATION.	23
5.1. - Principe	
5.2. - Principe de la mise en fonctionnement	24
5.3. - Corrections au schéma du fonctionnement de mise en route	27
Chapitre VI : EXPÉRIENCE POUR LA VÉRIFICATION DU PRINCIPE DE MISE EN FONCTIONNEMENT.	30
6.1. - Description	
6.2. - Calculs	31
6.3. - Résultats.	33

Chapitre VII: RÉALISATION D'UN MICROACCÉLÉROMETRE TRIDIRECTIONNEL A ASSERVISSEMENTS ÉLECTRIQUES. 35

7.1. - Exposé du problème
7.2. - Fonctionnement du microaccélèromètre tridirectionnel. 36
7.3. - Dimensionnement 38
7.4. - Problèmes de réalisation mécanique 39
7.5. - Contrôle des dimensions
7.6. - Réglage des asservissements 40
7.7. - Remarques sur le fonctionnement. 42

Chapitre VIII: ÉTUDE DU RÉGIME TRANSITOIRE DE CHUTE. 43

8.1. - Description des conditions expérimentales
8.2. - Etalonnages
8.3. - Etude des appuis élastiques. 44
8.4. - Etude des pertubations de largage 45
8.5. - Etude fine de la trajectoire de la sphère. 46
8.6. - Choix du support

Chapitre IX: EXPÉRIMENTATION DE L'ACCÉLÉROMÈTRE. 48

9.1. - Etalonnage des chaînes de mesure.
9.2. - Mise au point de l'appareil 49
9.3. - Expériences sur de longues chutes 50
9.4. - Résultats obtenus 51
9.5. - Conclusion. 53

Annexe I : Simulation analogique de l'asservissement uniaxe à champ électrique. 55

Annexe II : Calcul de la perturbation apportée par le détecteur électrique. 57

Annexe III: Calcul d'une valeur approchée de la capacité prise entre deux conducteurs en calottes sphériques coaxiales. 59

RÉFÉRENCES 64

RÉSUMÉ

La recherche de très faibles seuils de mesure d'accélération a conduit à la réalisation d'un appareil utilisant les forces d'action dues à des champs électriques pour suspendre une masse de mesure par trois asservissements suivant trois axes trirectangles.

L'accélération du support engendre une variation de ces forces qui permet la mesure.

L'expérimentation aux faibles niveaux est faite en chute libre pour éliminer l'action de pesanteur qui saturerait l'appareil. La mise en place de la masse de mesure, au début de la chute libre, utilise l'énergie de déformation mécanique existant dans le support matériel de cette masse avant la chute.

MEASURING VERY SMALL ACCELERATIONS

SUMMARY

A study to obtain very low thresholds in acceleration measurement has led us to build a system using forces from electrical fields to suspend a mass through three servo-loops each corresponding to three mutually perpendicular axes.

The acceleration of the platform supporting the system initiates a variation of these forces ans thus measurement is possible.

Experimenting at low levels is carried out in free fall so as to eliminate the action of gravity which would saturate the system. Setting the mass in place at the beginning of the free fall uses the energy of mechanical deformation existing in the physical support of this mass when not in free fall.

INTRODUCTION

La limite inférieure des mesures courantes d'accélération est définie par le bruit de fond de l'environnement qui a pour origine les vibrations dues aux microséismes, aux chocs et aux diverses perturbations mécaniques.

Il est intéressant en physique de pouvoir mesurer des accélérations de valeur bien plus faible, chaque fois qu'il s'agit de mettre en évidence des forces d'intensité très petite : par exemple, des forces dues aux pressions de radiation sur un corps.

De plus, l'accès au domaine spatial apporte un nouveau champ d'expérimentation où il peut être souhaitable de connaître de très faibles niveaux d'accélération; parmi les applications envisageables, on peut citer : la mesure de la résistance à l'avancement des satellites sur des orbites terrestres basses, l'asservissement à l'accélération zéro d'une enceinte propulsée en direction de la terre pour des expériences en apesanteur, la détection des variations de poussée d'un propulseur électrique ou solaire, où encore la mesure des pressions dues aux divers rayonnements.

Le présent travail vise à trouver une méthode permettant de mesurer des accélérations aussi petites que possible et propose une solution au problème d'expérimentation dans un milieu où les perturbations sont supérieures en intensité aux phénomènes étudiés.

Chapitre I

GÉNÉRALITÉS SUR LA MESURE DES ACCÉLÉRATIONS.

I.1. - PRINCIPE :

Soit un solide de (S) en mouvement dans un repère fixe $\mathcal{R}\,u\,v\,w$; soit en outre un point matériel de masse m repéré dans un trièdre $Oxyz$ lié à (S)

L'équation fondamentale de la dynamique appliquée au point M s'écrit:

$$(1) \qquad m\,\frac{\overrightarrow{d^2OM}}{dt^2} = \vec{R} - m\vec{\Gamma}_e - m\vec{\Gamma}_c$$

$m\vec{\Gamma}_e$ et $m\vec{\Gamma}_c$ sont les forces fictives d'inertie d'entraînement et d'inertie complémentaire introduites par le mouvement de (S)

$\vec{R}$ est la résultante des forces agissant sur M.

Celles-ci sont créées par un dispositif lié à (S); elles sont fonction du déplacement de M et s'opposent aux forces d'inertie.

Bien que cela ne soit pas toujours réalisé pratiquement, on admet que R est une fonction linéaire de OM, ce qui se justifie si on se limite à de petits déplacements.

On peut donc l'écrire sous la forme $\vec{R} = -r.\overrightarrow{OM}$.

Dans le cas où le mouvement de (S) est une translation et si l'équilibre est atteint dans $Oxyz$, on a :

$$(2) \qquad r.\overrightarrow{OM} + m\vec{\Gamma}_e = 0$$

Connaissant r. la mesure de OM permet de déterminer $\vec{\Gamma}_e$

En réalité l'accélération $\vec{\Gamma}_e$ varie au cours du temps et il s'introduit des forces de freinage qu'on peut supposer de la forme $\vec{F} = -f.\frac{d\overrightarrow{OM}}{dt}$.

L'équation décrivant la mesure est alors à chaque instant :

$$(3) \qquad m\,\frac{d^2\overrightarrow{OM}}{dt} + f.\,\frac{d\overrightarrow{OM}}{dt} + r\,\overrightarrow{OM} = -m\,\vec{\Gamma}_e(t)$$

r est la raideur du système de mesure:
f est le coefficient d'amortissement.

En projetant (3) sur $oxyz$ on obtient trois relations de la forme:

$$(4) \qquad m.\gamma_x(t) + rx + f\,\frac{dx}{dt} + m\,\frac{d^2x}{dt^2} = 0 \qquad \text{[voir fig.1]}$$

C'est la relation (4) qui est utilisée le plus généralement pour décrire le système de mesure.

Dans le cas d'une accélération uniforme et à l'équilibre:

$$(5) \qquad m\gamma + rx = 0$$

I.2.- DOMAINE DE MESURE; BANDE PASSANTE:

Sur l'équation (5) on voit les possibilités limites de fonction-

nement sont données par les valeurs extrêmes mesurables que peut prendre la la force de rappel $R = nx$.

L'origine de ces limitations est très différente suivant la nature du système créant la force; elle se ramène à deux catégories:

Intensités extrêmes des forces stables créées par le système.
Valeurs extrêmes mesurables du déplacement engendré.

Dans chaque cas, on peut caractériser ces grandeurs par des valeurs x_m et x_M de déplacement.

En fonctionnement dynamique un caractère fondamental du système est en outre sa pulsation propre (pulsation du système libre non amorti) qui définit la durée des régimes transitoires et la bande passante de mesure.

Cette pulsation est:

(6) $$\omega_0 = \sqrt{\frac{n}{m}}$$

En rapprochant (5) et(6) il vient:

(7) $$-\gamma = \omega_0^2 x$$

relation qui montre que, pendant un temps donné, l'acuité de la mesure d'accélération est directement liée à la valeur de x_m.

I.3.- CHOIX D'UN SYSTÈME GÉNÉRATEUR DE FORCES:

Le problème consiste à exercer sur la masse M, à partir d'un dispositif au trièdre $Oxyz$, une force qui s'oppose au déplacement.

Dans un fonctionnement idéal il faut que cette action ait lieu suivant les axes Ox, Oy, Oz de manière à réaliser la décomposition du vecteur accélération à mesurer.

Les liaisons inhérentes aux systèmes d'action mécaniques risquant d'introduire une mauvaise fidélité aux niveaux faibles, ces derniers ont été proscrits et les recherches se sont orientées vers la création d'actions à distance, au moyen de champs électriques ou électromagnétiques.

Des travaux ont été effectués à l'ONERA sur l'utilisation de champs électromagnétiques à la suspension sans liaisons mécaniques des corps pesants.

L'application aux domaines des faibles forces a mis en évidence certaines difficultés.

En effet, soit un corps C, ferromagnétique par exemple, placé dans un champs magnétique $\vec{H}(M)$ crée par un courant continu circulant dans des bobines.

Soit dV l'élément de volume du corps autour du point M et dS l'élément de surface de vecteur normal en $N: \vec{n} \cdot \vec{J}$ est le vecteur aimantation du corps.

La résultante des actions magnétiques sur C est une force qu'on peut calculer au moyen de l'expression:

(8) $$\iiint_V - \operatorname{div} \vec{J} \cdot \overrightarrow{H(M)}\, dv + \iint_S (\vec{J} \cdot \vec{n}) \cdot \vec{H}(N) \cdot ds.$$

Par la réalisation de géomètries judicieuses pour le champ et pour la surface des solides en présence, il est possible de se rendre maître de la force "de surface" ; par contre, des symétries ou isotropie dans les propriétés magnétiques volumiques sont bien plus difficiles à réaliser.

De ce fait la présence des forces " de volume" engendre des couples nuisibles.

De plus dans le cas où l'on cherche à exercer trois actions orthogonales, ces forces donnent naissance à des couplages perturbateurs.

Enfin, il faut noter l'existence d'une infidélité du zéro de ces systèmes d'action, imputable au phénomène de magnétisme rémanent.

Dans le cas d'un champ magnétique alternatif, solution qui présente l'avantage de supprimer ce dernier inconvénient, on note en outre des pertes d'énergie et un amortissement dû aux courants de Foucault et aux cycles d'hystérésis qui sont décrits dans le corps.

Pour ces diverses raisons il a paru préférable d'utiliser le champ électrique pour la réalisation de forces faibles.

En effet on obtient, pour des valeurs facilement réalisables du champ, les ordres de grandeurs de forces désirés.

De plus ces forces ne dépendent que des potentiels et de la géométrie de surface des conducteurs. Laquelle est réalisable d'une manière très précise par certains moyens d'usinage des surfaces dont il sera question plus loin.

I.4. - PRINCIPE D'UN SYSTÈME DE FORCES DE RAPPEL À CHAMP ÉLECTRIQUE.

Soit M la masse conductrice, portée à un potentiel pris comme référence et un conducteur A_1 au potentiel V_1.

Ce système est de révolution autour d'un axe Ox [fig.2] et on ne considère que les mouvements suivant cet axe; la densité de charges possédant la symétrie de révolution, la résultante des actions électriques est sur Ox. Entre M et C_1, existe une certaine capacité électrique $\mathcal{C}_1(x)$, x étant l'abcisse du centre de gravité de M.

Les forces mises en jeu sont données par :

$$F_1(x) = \frac{V_1^2}{2} \frac{\partial \mathcal{C}_1}{\partial x}$$

elles n'ont qu'un seul sens possible défini par l'attraction; pour exercer des actions en sens inverse, on place de l'autre coté de M un conducteur A_2 identique à A_1 [fig.3] et porté au potentiel V_2, exerçant une force $F_2(x)$.

Si M reçoit une force $m\Gamma_x$ on conçoit qu'il existe en tous cas un équilibre donné par

$$m\Gamma_x = \left| F_1(x) - F_2(x) \right| = \left| R(x) \right| \qquad (9)$$

pour des valeurs appropriées de V_1 et V_2 .

Toutefois cet équilibre est instable, cette instabilité provient de la forme en $\frac{1}{d^2}$ de la relation entre la force et la distance.

L'analyse de base établissant cette instabilité, et connue sous le nom de théorème d'Earnshaw, les fonctions $F_1(x)$ et $F_2(x)$ étant telles que : :

$$\frac{\partial F_1}{\partial x} > 0 \qquad \frac{\partial F_2}{\partial x} < 0$$

Il est donc indispensable d'introduire une fonction liant les tensions V_1 et V_2 à la position x de la masse.

Cette fonction doit assurer la stabilité des équilibres et établir une relation correcte entre $\vec{R}$ et x , relation dont la connaissance donne la mesure de Γ_x .

Cette fonction est réalisée par un asservissement dont le principe est le suivant : la position de M est repérée par un détecteur délivrant une tension proportionnelle au déplacement.

Cette tension commande les potentiels des conducteurs A_1 et A_2 de telle manière que la résultante $R(x)$ tende à chaque instant à s'opposer au déplacement.

Chapitre II

ÉTUDE DE L'ASSERVISSEMENT À CHAMP ÉLECTRIQUE.

II. 1. - ÉQUATIONS DU SYSTÈME :

Les conducteurs représentés figure 3 exercent sur M une force $F = F_1 - F_2$.

On a :

(1) $$F = F(V_1, V_2, x)$$

En vertu de la symétrie du système, cette force est nulle dans le cas où on a simultanément :

(2) $$\begin{cases} x = 0 \\ V_1 = V_2 = V_0 \end{cases}$$

On étudie le fonctionnement du système au voisinage de ces valeurs prises pour zéro.

On suppose de plus que les variations de V_1 et V_2 sont régies par :

(3) $$\begin{cases} V_1 = V_0 + V \\ V_2 = V_0 - V \end{cases}$$

V_0 est un potentiel fixe.

Dans ces conditions, l'expression de la force est :

(4) $$F = F(x, V)$$

avec

$$F(0,0) = 0$$

Pour de petites variations des variables x et V autour du zéro, on peut écrire :

$$F \# dF = \left(\frac{\partial F}{\partial x}\right)_{\substack{x=0 \\ V=0}} \cdot dx + \left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_{\substack{x=0 \\ V=0}} \cdot dV$$

et on linéarise l'expression de la force :

(5) $$f = ax + bv$$

(6) $$\begin{cases} a = \left(\frac{\partial F}{\partial x}\right)_{\substack{x=0 \\ V=0}} \\ b = \left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_{\substack{x=0 \\ V=0}} \end{cases}$$

La position de la masse M est repérée par un détecteur qui délivre une tension proportionnelle au déplacement.

(7) $$v = kx$$

Cette tension est amplifiée pour donner la tension V définie en (3).

L'asservissement consiste à appliquer correctement cette tension, de manière à produire la force de rappel souhaitée [fig. 4] .

Les coefficients a et b étant positifs, on voit que la force (5) ne peut exercer de rappel que si on a à la fois :

(8) $$\begin{cases} (bV)\cdot(ax) < 0 \\ |bV| > |ax| \end{cases}$$

il faut donc que l'amplification ait lieu suivant la relation :

(9) $$V = -Gv = -Gkx$$

et que le gain G de l'amplificateur soit tel que :

(I0) $$bGk > a$$

Ceci est toujours réalisé par la suite.

L'ensemble des actions sur M est décrit par :

(11) $$\begin{cases} f = ax + bv \\ V = -Gkx \\ f = m\dfrac{d^2x}{dt^2} \end{cases}$$

ou par l'équation différentielle :

(12) $$m\frac{d^2x}{dt^2} + (bGk - a)x = 0$$

Si M subit une accélération Γ_x , il vient :

(13) $$m\left(\Gamma_x + \frac{d^2x}{dt^2}\right) + (bGk - a)x = 0$$

Ce système est un oscillateur non amorti de pulsation propre :

(14) $$\omega_0 = \sqrt{\frac{bGk - a}{m}}$$

II. 2. - FONCTIONS DE TRANSFERT :

L'ensemble précédent peut être étudié à partir d'une tension de référence v_e appliquée à l'entrée de l'amplificateur; cette référence peut éventuellement être nulle (cas du zéro défini ci-dessus).

On a alors le diagramme [fig. 5] et les équations :

$$(15) \qquad \begin{cases} v = G(v_e - v) \\ f = ax + bV \\ f = m \dfrac{d^2x}{dt^2} \\ v = kx \end{cases}$$

qui donnent l'équation de la chaîne d'asservissement :

$$(16) \qquad v_e = \frac{1}{bGk} \left[(bGk - a)\, v + m \frac{d^2 v}{dt^2} \right]$$

En imposant pour $v(t)$ les conditions :

La transformation de Laplace donne la fonction de transfert :

$$(17) \qquad \frac{\mathcal{L}(v)}{\mathcal{L}(v_e)} = \frac{bGk}{mp^2 + bGk - a}$$

qui possède deux pôles imaginaires purs conjugués [fig. 6]

$$(18) \qquad p = \pm j \sqrt{\frac{bGk - a}{m}}$$

Ce système n'a pas de marge de stabilité; il est juste oscillant.

Il faut noter de plus qu'on a affaire ici à un système à instabilité intrinsèque; en effet si on ouvre la boucle de retour, il diverge spontanément.

L'étude harmonique d'une boucle ouverte n'a donc dans ce cas aucune signification physique; cependant elle conserve sa valeur sur le plan formel en ce qui concerne l'étude des propriétés du système bouclé.

On utilisera donc les deux expressions suivantes :
F.T. boucle ouverte :

$$(20) \qquad W_{(p)} = W_o \frac{1}{1 + \frac{m}{a} p^2}$$

avec

$$(21) \qquad W_o = \frac{bGk}{a}$$

F.T. boucle fermée :

(22) $$H_{(P)} = W_o \cdot \frac{1}{W_o - 1 + \frac{m}{a} P^2}$$

Le gain statique de boucle fermée est supérieur à l'unité; il vaut:

(23) $$H_{(o)} = \frac{W_o}{W_o - 1}$$

Les fonctions de transfert sont représentées figures 6 et 7.

En pratique, l'influence des déphasages introduits par les différents organes d'amplification rendent le système instable: il est oscillant divergent. [Fig. 8] .

II. 3. STABILISATION ET AMORTISSEMENT :

Deux cas sont à considérer.

- La masse M ne subit aucune action physique autre que celle des champs électriques.

C'est le cas où elle se trouve dans le vide absolu.

On stabilise l'asservissement par l'introduction dans la chaîne d'un réseau passif d'avance de phase [Fig. 9] . dont la fonction de transfert est :

(24) $$\ell_{(P)} = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{1 + T_1 P}{1 + T_2 P}$$

avec

$$T_1 = R_1 C \qquad T_2 = \frac{R_1 R_2 C}{R_1 + R_2} \qquad \alpha = 1 + \frac{R_1}{R_2}$$

Les fonctions de transfert de l'ensemble sont alors :

(25) $$W_{(P)} = \frac{W_o}{\alpha} \cdot \frac{1 + T_1 P}{(1 + \frac{m}{a} P^2)(1 + T_2 P)}$$

(26) $$H_{(P)} = \frac{W_o}{\alpha} \cdot \frac{1 + T_1 P}{W_o (1 + T_1 P) + (\frac{m}{a} P^2 - 1)(1 + T_2 P)}$$

On a maintenant un système du troisième ordre stable dont le lieu de Nyquist est représenté figure 10 et dont l'équation différentelle est:

(27) $$m T_2 \cdot \frac{d^3 x}{dt^3} + m \frac{d^2 x}{dt^2} + T_2 (bGk - a) \frac{dx}{dt} + (bGk \frac{T_2}{T} - a) x = 0$$

L'étude de ce système a été faite grâce à une simulation analogique dont on trouvera les résultats en annexe: elle montre que le fonctionnement diffère peu du système de second ordre amorti.

- La masse M baigne dans un fluide visqueux, l'air par exemple.

Elle subit alors une force de freinage $F = f \cdot (\frac{dx}{dt}, \frac{d^2 x}{dt^2}, \ldots)$

qui sous réserve qu'il n'y ait que de petits déplacements est assimilée a:

$$F = f \cdot \frac{dx}{dt} \qquad f \text{ constant}$$

Le système est alors représenté par :

$$(28) \qquad v_e = \frac{1}{bGk}\left[(bGk-a)v + f\frac{dv}{dt} + m\frac{d^2v}{dt^2}\right]$$

ou encore:

$$(29) \qquad m\left[\Gamma_x + \frac{d^2x}{dt^2}\right] + f\frac{dx}{dt} + [bGk - a]\ x = 0$$

En pratique l'un ou l'autre cas sera rencontré suivant la plus ou moins grande facilité de réaliser le vide autour de la masse de mesure.

Il faut noter que la viscosité, dans le cas ou le fluide environnant M est l'air, ne disparaît que pour des pressions très basses.

En tout état de cause le seul paramètre du système qui soit concerné par ce problème est la bande passante.

De ce fait on cherche dans la mesure du possible a être complètement maître du coefficient d'amortissement ce qui est facile dans le cas de la stabilisation par contrôle dérivé, en ajustant les valeurs du réseau passif de correction.

Chapitre III

ORGANES D'ASSERVISSEMENT

III.1. - DÉTECTEUR DE POSITION :

C'est l'organe essentiel de la mesure des faibles accélérations (voir relation I.7.).

Les exigences étant la sensibilité, la fidélité, l'absence de liaisons mécaniques, le choix se porte sur le détecteur à variation de capacité.

Il en existe de nombreux types, dont il sera fait mention plus loin.

Les expériences ont prouvé que les résultats les meilleurs sont obtenus pour le détecteur à variation d'entrefer.

Le principe en est le suivant : la masse M portée au potentiel 0 par un liaison supposée pour l'instant immatérielle est l'armature d'un condensateur dont la seconde armature est constituée par une petite plaque placée à son voisinage.

Le condensateur est inséré dans un pont de Wheatstone dont la tension de déséquilibre reproduit les déplacements de M.

On utilise en fait pour obtenir une plus grande linéarité un montage différentiel conforme aux figures 11 et 12.

Les deux condensateurs ont de plus des armatures planes ; les variations de capacité sont alors :

(I) $$\Delta C = C_1 - C_2 = \frac{\varepsilon S x}{d^2 - x^2}$$

elles sont représentées figure 13.

Le pont est utilisé a sensibilité maximale, en raison de sa symétrie : la tension de sortie est :

(2) $$v_s = -\frac{E}{2} \cdot \frac{x}{d}$$

L'ensemble pont-capacités variables est donc théoriquement linéaire; en fait ceci n'est pas réalisé.

La source de tension E, ainsi que les liaisons des plaques D_1 et D_2 apportent des capacités parasites.

L'étude du système de la figure 14 montre que leur rôle essentiel est de diminuer la valeur effective de ΔC lorsque x varie, d'où une perte de sensibilité.

La tension délivrée par le pont est donnée dans ce cas par la formule

$$(3) \qquad v = -\frac{E}{2} \; \frac{x - \frac{C_1' - C_2'}{2\varepsilon S}\,(d^2 - x^2)}{d + \frac{C_1' + C_2'}{2\varepsilon S}\,(d^2 - x^2)}$$

qui fait apparaître une non-linéarité de $v = f(x)$.

Celle-ci peut être réduite si on obtient des valeurs égales de C_1' et C_2' : ceci conduit à rechercher une symétrie poussée pour le montage.

La tension appliquée sur les armatures des condensateurs de détection est à l'origine de forces électriques s'exerçant sur M . Pour un déplacement cette force vaut :

$$(4) \qquad F = \frac{V_1^2}{2}\,\frac{\partial C_1}{\partial x} + \frac{V_2^2}{2}\,\frac{\partial C^2}{\partial x}$$

V_1 et V_2 étant les différences de potentiel appliquées à chaque condensateur.

$$(5) \qquad F = \frac{E^2}{2}\left[\left(\frac{C_1}{C_1+C_2}\right)^2 \frac{\varepsilon S}{(d+x)^2} - \left(\frac{C_2}{C_1+C_2}\right)^2 \frac{\varepsilon S}{(d-x)^2}\right]$$

avec

$$C_1 = \frac{\varepsilon S}{d-x} \qquad C_2 = \frac{\varepsilon S}{d+x}$$

il vient finalement :

$$F = 0$$

Toutefois ce résultat très intéressant ne subsiste pas s'il existe des capacités invariables, C_1' et C_2' , le partage des différences de potentiels étant différent (voir en annexe le calcul de la perturbation dans ce cas).

Les résultats précédents montrent les qualités du système de détection, sous réserve que les capacités C_1' et C_2' soient faibles et si possible égales.

Il est possible d'introduire en parallèle sur C_1' et C_2' des condensateurs variables qui compensent les dissymétries ; mais ce moyen est à utiliser avec prudence car il faut limiter la somme totale des capacités parasites.

La tension E_1 étant introduite par un transformateur (le pont est alimenté à la fréquence de 50 000 c/s), on est conduit à soigner la construction des bobinages qui sont entourés d'écrans reliés à la masse électrique et disposés symétriquement; ainsi on rend à peu près égales les capacités existant entre la masse et les extrémités de l'enroulement secondaire [fig.15] et de plus on évite

les injections primaire-secondaire d'origine capacitive, qui donnent des défauts de zéro pour le pont (ces défauts de zéro équivalent pour le capteur à un décentrage de la masse M).

Une autre précaution consiste à réaliser les connections de D_1 et D_2 au circuit du pont de Wheatstone par des liaisons rigides et blindées : elles comportent en outre un réglage de capacité servant à la symétrisation [fig.16].

La liaison du point M à la masse électrique est réalisée par une capacité invariable [fig. 17 a et b] .

III.2. CHAÎNE DE MESURE :

C'est un ensemble amplificateur à faible bruit de fond, étudié à l'O.N.E.R.A . Le schéma de fonctionnement est représenté fig 18.

L'étage préamplificateur est constitué par un transistor à effet de champ; la tension amplifiée est restituée par un démodulateur synchrone.

Les possibilités de cet ensemble définissent, dans la mesure où les éléments constitutifs du pont sont suffisamment stables, la valeur de x minimum détectable; en effet au bruit de fond de sortie on peut associer la valeur du rapport $\frac{\Delta c}{c}$ qui ayant lieu dans le pont produirait une tension de sortie de l'ordre de la tension de bruit, (la tension délivrée par le pont peut toujours se mettre sous la forme $v_s = \frac{E}{2}\frac{\Delta C}{C}$ pour des variations faibles autour de la position $C_1 = C_2$).

Dans le cas des condensateurs plans on a :

(6) $$\frac{\Delta c}{c} = \frac{\Delta x}{d}$$

pour un $\frac{\Delta c}{c}$ équivalent au bruit de fond donné par la chaine de mesure on a donc :

(7) $$\Delta x_{min} = d \cdot \frac{\Delta c}{c}$$

Cette relation ajoutée à la relation (7 chap.I) donne l'accélération minimum mesurable :

(8) $$\boxed{\gamma_{min} = \omega_0^2 \cdot d \cdot \frac{\Delta c}{c}}$$

Elle montre la nécessité de la réalisation d'une électronique à faible bruit de fond et de capteurs à faible entrefer.

La chaîne de mesure a un fonctionnement linéaire en deçà d'une certaine saturation. On définit sa dynamique δ par :

(9) $$v_{sat} = \pm \delta \times v_{(\frac{\Delta c}{c}\,min.)}$$

III.3. - AMPLIFICATEUR D'ACTION :

Il réalise, suivant la relation (cf II.2)

$$V = G\,(v_e - v)$$

l'amplification de la tension d'erreur délivrée par la chaîne de mesure; il sépare cette tension en deux voies déphasées de 180° qui sont additionnées à une tension fixe V_o .

Les deux sorties donnent les tensions V_o+V et V_o-V qui sont appliquées sur les électrodes d'action A_1 et A_2 [fig.19] l'ensemble comporte éventuellement les réseaux passifs introduisant la tension $\frac{dV}{dt}$ (cf chap. II).

III.4. - LES ÉLECTRODES D'ACTION :

Ce sont les conducteurs A_1 et A_2 dont il a déja été question. On suppose qu'ils sont constitués par des plaques planes en regard avec des faces planes correspondantes sur la masse de mesure.

Il faut remarquer qu'on a à réaliser conjointement les dispositifs de la figure 3 et de la Figure 11.

La première solution consiste dans la superposition de D_1 et A_1 d'une part et de D_2 et A_2 d'autre part : on réalise le schéma électrique fig. 20.

Les problèmes posés par ce dispositif résident dans l'interférence des tensions d'action 1 et 2 à travers le secondaire du transformateur et dans le fait que le niveau de tension moyenne des électrodes se transmet à l'entrée de la chaîne de mesure.

Une deuxième réalisation peut être envisagée suivant les schémas fig. 21 et 22. On a une séparation excellente des deux fonctions, dans la mesure où la capacité entre A et D est constante et très réduite et où le potentiel V_M de la masse de mesure est invariable.

Le potentiel de M est donné par :

$$V_M = \frac{(V_o+V)\,C_1'' + (V_o-V)\,C_2''}{C + C_1'' + C_2''} \qquad (10)$$

avec $C_1'' = C_o + dC_1''$ $\quad C_2'' - C_o - dC_2''$.

L'asservissement réalisant la relation $V\,dC_1 = -V\,dC_2$, et C étant très supérieur à $C_1 + C_2$, V_M est sensiblement constant.

III.5. - FORCES D'ACTION :

Dans le cas où on a réalisé des électrodes planes l'expression de la force [II.1. (4)] est :

$$F = \frac{\varepsilon S}{2}\left\{\frac{(V_o+V)^2}{(d-x)^2} - \frac{(V_o-V)^2}{(d+x)^2}\right\} \qquad (11)$$

Les coefficients de l'expression [§ II.1.(5)] sont alors :

$$(12) \qquad \begin{cases} a = 2\varepsilon S \dfrac{V_0^2}{d^3} \\ b = 2\varepsilon S \dfrac{V_0}{d^2} \end{cases}$$

Les courbes (fig. 23) représentent les variations de F calculées pour certaines valeurs des paramètres.

Ce réseau montre que pour de petites variations de x ou V les coefficients $\frac{\partial F}{\partial x}$ et $\frac{\partial F}{\partial V}$ varient peu ce qui justifie la linéarisation qui a été faite.

Compte tenu du fait que le potentiel de la masse de mesure n'est pas nul (11) et (12) deviennent :

$$(11) \qquad F = \frac{\varepsilon S}{2}\left\{\frac{(V_0+V-V_M)^2}{(d-x)^2} - \frac{(V_0-V-V_M)^2}{(d-x)^2}\right\}$$

$$(12) \qquad \begin{cases} a = 2\varepsilon S \cdot \dfrac{(V_0-V_M)^2}{d^3} \\ b = 2\varepsilon S \cdot \dfrac{V_0-V_M}{d^2} \end{cases}$$

Comme on a réalisé $C \gg C_1'' + C_2''$ on a d'après III.4(10) $V_M \leqslant V_0$.

Par suite les calculs précédents donnent une bonne approximation de la force.

Tout ce qui a été dit en ce qui concerne les tensions d'action ne présage pas de leur nature.

En effet les grandeurs V_0 et V peuvent être considérées soit comme des valeurs continues soit comme des valeurs efficaces de tensions périodiques.

Dans les deux cas c'est la valeur V_0 qui définit la force maximum applicable.

En effet quand V croît de 0 à V_0 la force F est croissante; pour $V > V_0$ elle diminue : de plus un des étages au moins de l'amplificateur d'action limite V à la valeur V_0 .

On définit donc la dynamique du système d'action par :

$$(13) \qquad \delta' = \frac{V_0}{v\left(\frac{\Delta c}{c}_{min.}\right)}$$

En général les impératifs d'asservissement sont tels que $\delta' < \delta$: dans ces conditions δ' est la dynamique du système de mesure complet.

Chapitre IV

PROBLÈMES D'EXPÉRIMENTATION; PRÈMIÈRES RÉALISATIONS

IV.1. - EXPOSÉ DU PROBLÈME :

Dans les précédents chapitres nous avons considéré le cas théorique dans lequel la masse de mesure M ne possède qu'un degré de liberté.

Si on veut expérimenter un tel système, il faut supprimer pour M tout mouvement selon les autres degrés de liberté, ou rendre ceux-ci sans influence sur le phénomène étudié.

En particulier si on opère dans le champ de pesanteur il faut annuler les forces créées par celui-ci sur la masse M : de plus il faut que le système de compensation soit tel que les perturbations introduites par couplage sur l' axe sensible soient inférieures aux accélérations à mesurer.

Si on se propose de mesurer des niveaux d'accélération de 10^{-6} g ou inférieurs à 10^{-6}g en présence de la pesanteur, il faudrait réaliser un système fonctionnant dans une plage de 10^{6} ou davantage ce qui est loin des possibilités actuelles.

En fait on dispose actuellement d'une chaîne de mesure dont la dynamique est 10^{3} et on a vu que c'est elle qui donne dans le cas le plus favorable la dynamique de l'ensemble du système.

Il faut donc réaliser une suspension dont les résidus sur l'axe sensible soient inférieurs à 10^{-6} g.

Si on admet que le couplage entre axes perpendiculaires se fait dans un rapport 10^{2} , le bruit des forces de suspension doit donc correspondre à un niveau d'accélération de 10^{-4}g

V.2. - DISPOSITIFS À SUSPENSION MAGNÉTIQUE :

On dispose d'une suspension magnétique permettant la lévitation d'une bille en ferrite dans le champ alternatif créé par une bobine à noyau de fer divisé; un détecteur de position photoélectrique regarde la bille et sa tension de sortie commande l'alternateur qui alimente la bobine, réalisant ainsi un asservissement de position vertical pour la bille; cette bille est incorporée à une maquette qui tient lieu de masse de mesure M, [fig.24] dont l'unique degré de liberté est la rotation autour de O_3 , la bille ayant dans le champ une position stable selon Ox et Oy déterminée par le maximum de réluctance.

Le système exposé précédemment est réalisé en utilisant des condensateurs à diélectrique variable.

La masse de mesure M porte deux lames diélectriques (plexiglass) pouvant pénétrer entre deux ensembles de condensateurs plans [fig.25].

Le premier ensemble constitue le détecteur de position. On a un système différentiel dont chaque élément à pour capacité :

$$(1) \qquad C = \varepsilon_0 \left(\frac{S'-S}{\ell} + \frac{S}{\ell + \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_r} \ell_2} \right)$$

les variations enregistrées au pont de Wheatstone sont :

$$(2) \qquad \frac{dC}{d\theta} = \varepsilon_0 \cdot \frac{dS}{d\theta} \left(\frac{1}{\ell_1 + \frac{\ell_2}{2}} - \frac{1}{\ell} \right)$$

On a supposé que $\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_r} = \frac{1}{2}$, de plus on a $S' = \frac{S}{2}$ à l'équilibre et $\frac{dS'}{d\theta} = - \frac{dS}{d\theta}$

avec les dimensions choisies il vient :

$$\frac{dC}{d\theta} = \frac{\varepsilon_0}{3\ell} \cdot \frac{dS}{d\theta}$$

La géométrie est telle que : $\frac{dS}{d\theta}$ = constante

Le pont délivre donc une tension :

$$(3) \qquad v_s = \frac{E}{2} \cdot \frac{dC}{C} = \frac{E}{2} \cdot k \cdot d\theta$$

Cette tension est appliquée à la chaîne de mesure décrite précédemment.

Les forces de compensation sont réalisées sur l'ensemble symétrique auquel on applique des tensions continues $V_0 + V$ et $V_0 - V$; le calcul de la force de rappel donne :

$$(4) \qquad F = k \cdot V_0 \cdot V$$

on exerce ainsi un couple de rappel sur la masse de mesure M (à celui-ci vient s'ajouter un faible couple provenant de la suspension magnétique).

Les principales difficultés auxquelles s'est heurté le fonctionnement étaient les suivantes : la masse de mesure n'était pas électriquement neutre ce qui a créé des forces verticales perturbatrices; de plus les vibrations de M avaient tendance à s'amplifier pour aboutir à l'adhérence du diélectrique sur l'un où l'autre des conducteurs.

Pour pallier ces inconvénients on a réalisé un second dispositif [fig 26]. La masse de mesure toujours suspendue magnétiquement est un conducteur qui recouvre partiellement un conducteur fixe (système à variation de surface).

La capacité totale du système est :

$$(5) \qquad C = \frac{\varepsilon S_1 S_2}{e(S_1 + S_2)}$$

avec $S_1 = S_2$ on a $C = \frac{\varepsilon S}{2e}$ et $\frac{dC}{d\theta} = \frac{\varepsilon}{2e}\frac{dS}{d\theta}$ on retrouve les propriétés de linéarité de la détection; les forces de rappel sont créées par le même principe et engendrent un couple :

$$\Gamma = 2\,\frac{dC}{d\theta}\,V_0 \cdot V \qquad (6)$$

Malgré l'excellente symétrie de l'ensemble, les défauts planéité des conducteurs déstabilisent la masse M par la non-uniformité de répartition de la pression électrostatique.

Les résultats de ces deux tentatives justifient le choix qui a été fait de systèmes capacitifs à variation d'entrefer; dans ce cas les seules perturbations existantes sont dues aux effets de bord et elles peuvent être aisément ramenées au second ordre.

De plus, malgré les précautions prises (expérimentation sous vide, stabilité du bâti), les expériences ont montré qu'il était impossible de réduire les perturbations dues à la suspension à des valeurs inférieures au millième des forces mises en jeu ce qui confirme la difficulté des mesures selon ce procédé.

IV.3. - DISPOSITIF À SUSPENSION PAR FIL :

Cette réalisation a eu essentiellement pour but l'étude du fonctionnement de l'asservissement électrique par des capacités à entrefer variable en tenant compte du fait qu'une suspension par fil donnerait moins de servitudes expérimentales que la suspension magnétique.

La masse de mesure M est un équipage mobile relié à la masse électrique par le fil de suspension et comportant des plaques verticales [fig. 27], les électrodes d'action et les électrodes de détection sont deux couples de plaques situées de part et d'autre de l'équipage.

Ces plaques sont montées sur trois points d'appui réglables ce qui permet d'ajuster les entrefers de façon très précise; l'ensemble de la chaîne de mesure correspond à la description du chapitre III; l'amplificateur d'action est représenté sur la figure 28 : il est précédé d'un préamplificateur permettant le réglage du gain de la chaîne d'asservissement.

La présence du couple de rappel dû à la torsion du fil est très peu sensible et la fonction de transfert du système correspond à celle du chapitre II dans le cas de la correction par réseau électrique.

Les tensions moyennes appliquées sont de l'ordre de 100V et les entrefers 1mm pour des plaques de $10\,cm^2$ de section. Le gain total de la chaîne d'asservissement est de 80 dB .

Dans tous les cas la suspension a apporté des perturbations pendulaires qui exigeaient des forces de rappel de l'ordre de quelques dynes, bien que le découplage fût assez bon du fait de la géométrie du système.

IV.4. - CONCLUSIONS :

Pour mener à bien ce type d'expérience, afin de mesurer des accélérations de l'ordre de 10^{-6}g par exemple, il faut réaliser une installation de suspension parfaite avec un isolement très poussé relativement aux vibrations du milieu environnant.

Il existe certains dispositifs, permettant d'atteindre ce résultat, utilisant des socles massifs par exemple : les meilleurs performances qui semblent être obtenues par ces méthodes sont des résidus de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-5}

Nous nous orientons vers une autre méthode expérimentale.

Chapitre V

EXPOSÉ DE LA MÉTHODE CHOISIE POUR L'EXPÉRIMENTATION

V.1. - PRINCIPE :

On a vu que l'obstacle fondamental à l'experimentation de dispositifs de mesures du type qui a été décrit réside dans l'impossibilité de réaliser des suspensions suffisamment parfaites pour qu'elles n'interfèrent pas sur les axes sensibles.

Pour échapper à cette difficulté, une solution séduisante consiste à abandonner la mise en oeuvre de la suspension verticale et à lui substituer une annulation du champ de pesanteur en opposant à celui-ci le champ des forces d'inertie obtenu sur la masse M, lorsque le trièdre $Oxyz$ qui exerce les forces de rappel est animé d'un mouvement vertical d'accélération g. (chutelibre).

En se rapportant à un repère Ωuvw lié à la terre, l'équation de la dynamique appliquée à la masse de mesure donne :

$$(1) \qquad m\vec{\Gamma} = \Sigma \vec{F}_r - m\Gamma_e$$

$\vec{F}_r$ forces exercées sur M par $Oxyz$.
$\vec{\Gamma}_e$ accélération d'entraînement de $Oxyz$ dans Ωuvw (on suppose qu'il n'y a pas d'accélération complémentaire, le mouvement de $Oxyz$ étant une translation dans Ωuvw) [fig.30].

Soit $\vec{\gamma}$ l'accélération à mesurer, appliquée à $Oxyz$. On a:

$$(2) \qquad m\vec{\Gamma} = \vec{f} + \vec{R} + \vec{mg} - m(\vec{g} + \vec{\gamma})$$

soit

$$m\vec{\Gamma} = \vec{f} + \vec{R} - m\vec{\gamma}$$

En pratique, l'obstacle à la mise en oeuvre du principe qui vient d'être exposé réside dans le freinage aérodynamique sur le bâti symbolisé par le trièdre $Oxyz$.

La figure 29 indique pour un corps de forme déterminée, l'accélération résiduelle $\vec{\gamma}_r$ due à ce freinage.

L'équation globale s'écrit alors :

$$(3) \qquad m\vec{\Gamma} = f + \vec{R} + \vec{\gamma}_r - \vec{\gamma}$$

On voit que la mesure se fait en présence d'une perturbation $\vec{\gamma}_r$ qui agit sur l'axe vertical.

On peut penser à réintroduire une suspension: mais cette fois les forces à compenser $m\vec{\gamma}_r$ sont très inférieures à $\vec{g}$ et on abaisse considérablement le niveau des résidus sur les axes sensibles; de plus cette suspension peut-être réalisée selon le principe d'asservissement à champ électrique décrit plus haut

Il est aussi naturel de réduire $\vec{\gamma_r}$; pour cela on cherche un profil adéquat pour la nacelle expérimentale $Oxyz$ qui contient le système de mesure, où encore on réalise la chute dans une enceinte vidée.

Dans la mesure où $\vec{\gamma_r}$ reste faible l'axe vertical peut très bien devenir un axe sensible où on fera l'étalonnage.

Toutefois ce procédé ne résout pas complètement le problème.

Avant le début de la chute la masse de mesure M se trouve soumise à l'action de pesanteur; dans ces conditions les asservissements électriques sont saturés et n'assurent aucune liaison; de plus il est très difficile de mettre en oeuvre un dispositif de blocage dont les réactions lors du déverrouillage auraient pour effet la saturation que l'on veut éviter.

Il convient de noter encore que les temps de chute dont on dispose sont nécessairement limités et que tout delai sur la mise en fonctionnement a lieu au détriment du temps qu'on peut consacrer à la mesure.

Il faut donc considérer qu'avant la chute, la masse de mesure est en appui sur la partie inférieure du bâti (il s'agira d'électrodes).

Les actions électriques étant inopérantes, on a d'après (3) et en supposant $\vec{\gamma_r}$ négligeable dans les premiers instants:

$$m\vec{\Gamma} = 0 \qquad (4)$$

Les conditions initiales sont:

$$\begin{cases} (Oz)_{t=0} = Oz_0 \\ \left(\frac{dz}{dt}\right)_{t=0} = 0 \end{cases} \qquad (5)$$

$t=0$ est l'instant où commence la chute: à ce moment $Oxyz$ est coïncident avec $\mathcal{R}uvw$.

Dans ces conditions il est clair que (4) et (5) définissent pour M le repos dans $Oxyz$ en la position z_0.

Pour que l'appareil fonctionne alors il faudrait que l'on ait $|Oz_0| < |Oz_{max}|$; Oz_{max} est le déplacement pour lequel les organes cessent d'avoir un fonctionnement linéaire.

On a vu que ceci n'est pas réalisable et en fait on a $|Oz_0| \gg |Oz|$.

Il faut donc utiliser une méthode particulière pour mettre la masse M en état de Mesure.

V.2. - PRINCIPE DE LA MISE EN FONCTIONNEMENT:

On introduit sur l'appui inférieur où repose la masse M avant la chute un support élastique déformable solidaire du bâti la masse M le comprime; à $t>0$ une partie de l'énergie de déformation de ce support sera communiquée à M sous forme d'énergie cinétique qui tend à la séparer du support.

Ce principe va être décrit de façon plus précise à partir du schéma de la figure 31(a). M_1 et M_2 sont deux masses indéformables; un ressort de raideur k et de longueur l est solidaire de M_2 et M_1 est en appui sur la spire supérieure du ressort. M_2 est lié à $Oxyz$. On étudie le système par rapport à Ωuvw et on définit les conditions initiales suivantes:

$$\begin{cases} W_{10} = 0 \\ W_{20} = l - \dfrac{m_1 g}{k} \end{cases} \quad \begin{cases} w'_{10} = 0 \\ w'_{20} = 0 \end{cases} \quad \begin{cases} w''_{20} \\ w''_{20} \end{cases}$$

qui correspondent au système au repos, et en appui sur un plan; w_1 et w_2 étant les ordonnées des centres de gravité de M_1 et M_2.

Les équations des mouvements de M_1 et M_2 sont alors:

$$(1) \quad \begin{cases} m_1 W_1'' = m_1 g - k\,[\,l - (w_2 - w_1)\,] \\ m_2 W_2'' = m_2 g + k\,[\,l - (w_2 - w_1)\,] \end{cases} \quad (2)$$

par addition il vient:

$$m_1 W_1'' + m_2 W_2'' = (m_1 + m_2)\, g.$$

dont l'intégration donne:

$$m_1 w_1 + m_2 w_2 = \frac{m_1 + m_2}{2} g t^2 + \lambda t + \mu$$

compte tenu des conditions initiales il vient

$$(3) \qquad m_1 w_1 + m_2 (w_2 - w_{20}) = \frac{m_1 + m_2}{2} g t^2$$

compte tenu de (3) le système s'écrit:

$$(4) \quad \begin{cases} m_1 m_2 W_1'' + k (m_1 + m_2) W_1 = \dfrac{k}{2} (m_1 + m_2) g t^2 + m_1 m_2 g + k m_2 (W_{20} - l) \\ (5) \quad m_1 m_2 W_2 + k (m_1 + m_2) W_2 = \dfrac{k}{2} (m_1 + m_2) g t^2 + m_1 m_2 g + k (m_2 W_{20} + m_1 l) \end{cases}$$

en posant

$$w^2 = \frac{k (m_1 + m_2)}{m_1 m_2}$$

le système sans second membre donne le régime sinusoïdal

$$W_1 = A_1 \sin wt + B_1 \cos wt$$
$$W_2 = A_2 \sin wt + B_2 \cos wt$$

des solutions particulières sont obtenues pour les équations complètes avec:

$$\begin{cases} w_1 = a_1 t^2 + b_1 t + C_1 \\ w_2 = a_2 t^2 + b_2 t + C_2 \end{cases}$$

les conditions initiales donnent

$$a_1 = a_2 = g \qquad C_1 = \frac{m_2 (w_{20} - l)}{m_1 + m_2}$$

$$b_1 = b_2 = 0 \qquad C_2 = \frac{m_2 w_{20} + m_1 l}{m_1 + m_2}$$

$$A_1 = A_2 = 0 \qquad B_1 = \frac{(l - w_{10}) m_2}{m_1 + m_2}$$

$$B_2 = \frac{(l - w_{20}) m_1}{m_1 + m_2}$$

Les solutions s'écrivent alors:

$$\begin{cases} W_1 = \frac{1}{2} g t^2 - \frac{m_2 (l - w_{20})}{m_1 + m_2} (1 - \cos \omega t) & (6) \\ W_2 = \frac{1}{2} g t^2 + \frac{m_1 (l - w_{10})}{m_1 + m_2} (1 - \cos \omega t) + w_{20} & (7) \\ \omega = \sqrt{\frac{k (m_1 + m_2)}{m_1 , m_2}} & (8) \end{cases}$$

Si on se place dans le trièdre $Oxyz$ où w_2 est fixe, on a le mouvement de w_1 par

$$O_3 = \Omega w_1 - \Omega w_2$$

soit

$$O_3 = (l - z_0)(1 - \cos \omega t) + z_0 \qquad (9)$$

En fait le mouvement de m_1 n'est régi par cette équation que pendant un temps très court, tant que la vitesse de m_1 reste croissante; en effet pendant ce temps, la vitesse de la spire supérieure du ressort est identique à celle de m_1 ;quand la vitesse de m_1 cesse de croître, il y a décollement.

Cet instant est défini par:

$$\begin{cases} \left(\frac{d^2 O_3}{dt^2}\right)_t = 0 \\ \frac{d^2 O_3}{dt} = (l - w_{20}) \omega^2 . \cos \omega t \end{cases} \qquad (10)$$

on a alors $t = \frac{\pi}{2\omega}$ à cet instant la vitesse vaut $(l - x_{20}) \omega$.

Compte tenu de la valeur de W_{20} , le mouvement de M_1 dans $Oxyz$ est défini par:

$$(11)\qquad \begin{cases} Oz = Oz_0 + \dfrac{m_1 g}{k}(1-\cos \omega t) & t \leq \dfrac{\pi}{2\omega} \\ Oz = Oz_0 + \dfrac{m_1 g}{k}(1+\omega t) & t \geq \dfrac{\pi}{2\omega} \end{cases}$$

$$\omega = \sqrt{\frac{k(m_1+m_2)}{m_1 m_2}}$$

En revenant à l'appareil de mesure étudié, ces équations décrivent en première approximation la mise en place de la masse de mesure représentée par m_1 ; la nacelle $Oxyz$ étant représentée par m_2.

Si on se reporte à l'équation (7) qui décrit la chute de la nacelle, on s ' aperçoit qu'il n'y a pas de perturbation sensible : en effet l'amplitude du mouvement oscillatoire est:

$$\frac{m_1}{m_1+m_2}(l - W_{20}) = \frac{m_1}{m_1+m_2} \cdot \frac{m_1 g}{k}$$

avec $m_2 \gg m_1$ et $\dfrac{m_1 g}{k}$ qui représente la flèche maximale de l'appui élastique est aussi très faible.

$\dfrac{m_1 g}{k}$ vaut quelques microns. Dans une expérience effectivement réalisée le rapport $\dfrac{m_1}{m_2}$ est 5.10^{-4} et

V.3. - CORRECTIONS AU SCHÉMA DU FONCTIONNEMENT DE MISE EN ROUTE

Il y a lieu d'introduire dans le système l'amortissement du ressort qu'on caractérise par une force proportionnelle à la vitesse de la variation de longueur. Les équations s'écrivent alors :

$$\begin{cases} m_1 W_1'' = m_1 g - k\left[l - (w_2 - w_1)\right] + f(W_2' - W_1') \\ m_2 W_2'' = m_2 g + k\left[l - (w_2 - w_1)\right] - f(W_2' - W_1') \end{cases}$$

ce système se ramène à

$$\begin{cases} m_1 m_2 W_1'' + f\dfrac{m_1+m_2}{m_2} W_1' + k(m_1+m_2) W_1 = \dfrac{k}{2}(m_1+m_2) g t^2 + f\dfrac{m_1+m_2}{m_2} g t \\ \qquad\qquad + m_1 m_2 g + k m_2 (W_{20} - l) \\ m_1 m_2 W_2'' + f\dfrac{m_1+m_2}{m_1} W_1' + k(m_1+m_2) W_2 = \dfrac{k}{2}(m_1+m_2) g t^2 + f\dfrac{m_1+m_2}{m_1} g t \\ \qquad\qquad + m_1 m_2 g + k(m_2 W_{10} + m_1 l) \end{cases}$$

on pose

$$\omega^2 = \frac{k(m_1+m_2)}{m_1 m_2} \qquad \omega'^2 = \omega^2 - \frac{1}{4}\left(f\,\frac{m_1+m_2}{m_1}\right)^2$$

ce qui donne pour la solution du système sans second membre:

$$W_1 = e^{-f\frac{m_1+m_2}{m_2}t}\,(A_1 \sin\omega' t + B_1 \cos\omega' t)$$

$$W_2 = e^{-f\frac{m_1+m_2}{m_1}}\,(A_2 \sin\omega' t + B_2 \cos\omega' t)$$

Les solutions particulières sont identiques à celles du paragraphe précédent, ainsi que les conditions initiales.

Les solutions globales sont alors:

$$(6')\quad W_1 = \frac{1}{2}gt^2 - \frac{m_2(l-w_{20})}{m_1+m_2}\cdot e^{-f\left(\frac{m_1+m_2}{m_2}\right)}\,(1-\cos\omega' t)$$

$$(7')\quad W_2 = \frac{1}{2}gt^2 + \frac{m_1(l-w_{20})}{m_1+m_2}\,e^{-f\left(\frac{m_1+m_2}{m_1}\right)}\,(1-\cos\omega' t) + w_{10}$$

$$(8')\quad \omega' = \sqrt{\frac{k(m_1+m_2)}{m_1 m_2} - \frac{f^2}{4}\left(\frac{m_1+m_2}{m_1}\right)^2}$$

Dans $0xyz$ le mouvement de m_1 est défini par:

$$(9')\quad 0z = 0z_0 + (l-z_0)(1-\cos\omega' t)\left[\frac{m_2 e^{-f\frac{m_1+m_2}{m_2}t} + m_1 e^{-f\frac{m_1+m_2}{m_1}t}}{m_1+m_2}\right]$$

On constate que ce résultat donne relativement à l'ensemble masse de mesure et nacelle expérimentale un temps de libération et une vitesse initiale légèrement plus faible.

La représentation précédente ne tient pas compte de la masse de matériau qui entre en oscillation et il serait plus précis de représenter le système par le schéma de la figure 31 (b).

On a $m = m'_1 + m'_2$, les masses m'_1 et m'_2 appartenant respectivement à la masse de mesure et à la nacelle et figurant la partie déformée, au repos ces masses sont en contact et elles se séparent au cours du mouvement.

Dans ce cas les équations différentielles du système sont :

$$(12)\quad \begin{cases} m_1 w_1'' = m_1 g - k_1 \left[l_1 - (w - W_1) \right] + f_1 (W' - W_1') \\ m W'' = m g + k_1 \left[l_1 - (w - w_1) \right] k_2 \left[l_2 - (W_2 - w) \right] - f_1 (W' - w_1) + f_2 (W_2 - W_1) \\ m_2 W_2'' = m_2 g + k_2 \left[l_2 - (w_2 - w) \right] - f_2 (W_2' - W') \end{cases}$$

ce système d'équations définit comme dans les cas précédant l'éjection de la masse de mesure mais on n'a pas d'expression explicite simple des solutions.

Dans tous les calculs précédents on a fait état de masses indéformables reliées par des ressorts sans masse. En réalité le système est bien plus complexe : les déformations concernent : d'une part la masse de mesure, sous l'effet des contraintes de pesanteur réparties dans son volume et de la réaction d'appui; d'autre part le support, sous l'effet du poids total de la masse de mesure; enfin, l'ensemble de la nacelle où naissent des ondes de compression. La déformation du support sera prépondérante.

On va vérifier que la schématisation faite représente assez correctement le phénomène.

Chapitre VI
EXPÉRIENCE POUR LA VÉRIFICATION DU PRINCIPE DE MISE EN FONCTIONNEMENT.

VI. 1. DESCRIPTION :

On étudie le mouvement d'une sphère d'acier relativement à un appui élastique en chute libre.

Le dispositif expérimental se compose des parties suivantes :

- un système de suspension et de déclenchement de chute
- une nacelle munie d'une pièce déformable servant d'appui à une sphère d'acier.
- un système de détection de mouvement, lié à la nacelle, auquel est associé un enregistreur .

La suspension est faite à partir d'une armature très rigide (poutre d'acier en U).

Elle utilise un fil de cuivre recuit de 1 mm^2 de section.

L'extrémité supérieure du fil est maintenue par écrasement entre une tête de vis et une rondelle sur une enclume d'acier [fig. 32].

Un couteau, mu par un ressort comprimé et pouvant être retenu par un verrouillage, vient frapper le fil contre l'enclume et réalise un sectionnement très rapide.

Avant sa coupure, le fil pend verticalement à travers un perçage effectué dans la poutre : son extrémité inférieure est fixée à la nacelle.

La nacelle expérimentale est constituée par deux disques d'acier maintenus par un système de tiges et d'entretoises.

Le disque supérieur porte un crochet où est fixé le fil de suspension; le disque inférieur est muni de blocs de caoutchouc servant à amortir le choc en fin de chute.

Les entretoises sont interrompues de manière à servir d'encastrement aux extrémités d'une lame flexible en bronze qui tient lieu de support déformable [fig. 33]. On dispose de lames d'épaisseurs différentes; les caractéristiques en sont les suivantes :

module d'élasticité E = 12 500 kgp/mm2

$l = 50\,mm$
$a = 20\,mm$
$b = 1\,mm$ et $0{,}5\,mm$

Au centre de chaque lame, sont disposées trois pointes à 120° sur lesquelles repose la sphère dont on étudie le mouvement : la déformation de ces pointes est négligeable devant la flèche totale de la lame de bronze : leur rôle essentiel est d'assurer avant la chute une bonne liaison entre la sphère et la nacelle de telle sorte que si cette dernière possède une vitesse transversale au moment de la coupure du fil, cette vitesse soit transmise à la sphère; ainsi cette perturbation ne sera pas vue dans le mouvement relatif.

Le mouvement de la sphère est regardé par un dispositif photo-électrique lié à la nacelle, on fixe sur les entretoises un projecteur d'une part et une photodiode d'autre part, ainsi que les lentilles nécéssaires à l'utilisation du faisceau [fig. 33]. Le schéma électrique est représenté sur la figure 34; les fils d'alimentation du projeteur et les fils de sortie de la photodiode sont très fins et disposés en boudin de manière à n'apporter qu'une perturbation infime au mouvement de chute de la nacelle.

L'enregistrement se fait à l'aide d'un oscilloscope et d'un appareil photographique. Le balayage de l'oscilloscope est déclenché par la coupure du fil au moyen du dispositif de la figure 35.

Les sphères utilisées de diamètre 20mm sont en acier (poids 30g) et en magnésium (poids 7g). Les hauteurs de chute sont de 1 mètre; l'ensemble est récupéré dans un amas de copeaux amortisseurs, la masse totale de la nacelle est 5Kg.

VI.2. CALCULS :

On détermine la flèche de la lame sous l'effet du poids P de la sphère par l'étude de la déformée de la ligne neutre.

En raison de la symétrie du système on détermine les liaisons aux 3 encastrements de la lame : on a une réaction verticale $R = \frac{P}{3}$ et un moment d'encastrement $m = \frac{Pl}{3}$.

Il en résulte que, dans chaque branche de la lame, la répartition des contraintes est identique à celle rencontrée dans une lame de longueur l de section $a \times b$, encastrée en une extrémité et soumise à l'extrémité libre à la charge $\frac{P}{3}$.

Dans ce cas le calcul de la déformée donne aisément la flèche :

(1) $$f = \frac{Pl^3}{9EI}$$

On peut donc écrire si les charges restent petites :

(2) $$P = \frac{9EI}{l^3} = 3$$

3 étant l'affaissement de la lame.

$I = \frac{ab^3}{12}$ moment de la section par rapport à la ligne neutre.

On obtient dans le système cgs pour les deux types de lames utilisées

$$\begin{aligned} F_1 &= 1{,}47.10^7 \times z \qquad b = 10^{-1}\,cm \\ F_2 &= 1{,}84.10^6 \times z \qquad b = 5.10^{-2}\,cm \end{aligned} \quad (3)$$

On peut appliquer les expressions (1) du paragraphe V.2. et calculer la vitesse initiale de la sphère dans le mouvement relatif

$$\frac{dz}{dt} = \frac{m_1 g}{k}\sqrt{\frac{k(m_1+m_2)}{m_1 m_2}}$$

$\Delta z \frac{m_1 g}{k}$ représente l'affaissement du support avant la chute, k étant le coefficient existant dans les relations (3). m_1 vaut 30 g ou 7 g suivant les sphères utilisées, m_2 est 5000 g. On obtient les résultats suivants

épaisseur de la lame	0,1 cm		0,05 cm
poids de la sphère	30 g	7 g	30 g
affaissement	20.10^{-4} cm	$4{,}7.10^{-4}$ cm	160.10^{-4} cm
vitesse	1,4 cm/s	0,68 cm/s	3,2 cm/s

Bien entendu ces chiffres ne peuvent donner la vitesse réelle de la sphère. Outre la schématisation introduite dans l'établissement de la formule donnant la vitesse, il y a lieu de tenir compte de divers facteurs.

En supposant que l'air entraîné à l'intérieur de la nacelle n'est le siège d'aucune perturbation on peut estimer la force de freinage qu'il exerce sur la sphère. Pour les vitesses trouvées de l'ordre de 1 cm/s le nombre de Reynolds est

$$\mathcal{R} = \frac{VD}{\nu}$$

D : diamètre de la sphère : 2 cm

V : 1 cm/s $\qquad \nu = 15{,}1\ 10^{-2}$ Stokes.

$$\mathcal{R} = 13{,}25$$

On considère que le mouvement de la sphère a lieu en régime visqueux et on a un freinage donné par

$$F = 3\,\pi\,\mu\,D\cdot V$$

avec μ (air à 20°C, 760 mmHg) = $18{,}2\ 10^{-5}$ poise. Il vient

$$F = 3{,}42.10^{-3} \text{ dynes}$$

ceci correspond à une accélération de 10^{-4} cm/s^2 pour la sphère; on peut donc négliger ce terme dans l'estimation de la vitesse aux premiers instants du mouvement.

Il faut également tenir compte de l'accélération résiduelle communiquée par le freinage de l'air sur la nacelle. Cette accélération est donnée par la formule :

$$\gamma = C_3 \cdot \rho g \frac{S}{m} \cdot z$$

soit dans les premiers instants de chute :

$$\gamma = C_3 \cdot \rho \cdot \frac{S}{m} g^2 \frac{t^2}{2}$$

avec C_3 coefficient de traînée de la nacelle

S et m section et masse de la nacelle,

ce qui donne

$$\gamma = 25\ t^2 \ (cm/s^2)$$

la forme de l'expression montre que la vitesse de départ n'est pas influencée par ce phénomène.

VI.3. - RÉSULTATS :

Les expériences ont été conduites suivant la méthode et avec le matériel qui vient d'être décrit. Après suspension de la nacelle, on attend que l'équilibre du fil soit obtenu tant au point de vue de l'allongement que des mouvements pendulaires.

Le détecteur est étalonné à la sortie sur l'écran de l'oscillographe en élevant la sphère de quantités connues. Les affaissements sous charge des lames de bronze sont contrôlés au micromètre optique.

Le premier essai consiste à réaliser une chute avec une sphère collée sur le support : ceci a pour but de voir si le détecteur n'enregistre pas de phénomènes parasites qui pourraient se produire au cours de la chute. En réalité, il existe une certaine oscillation de la lame; mais les amplitudes de celles-ci (cf les valeurs

de Δ_3 du tableau ci-dessus) sont inférieures au bruit de fond du détecteur. [fig. 36(1)].

L'étalonnage montre que le détecteur n'a pas une caractéristique linéaire; de plus on trouve rapidement une saturation [fig.36 (4)]. Ces inconvénients sont dus au fait que l'optique utilisée est assez rudimentaire.

On réalise les essais [fig.36 - 2,3,4] ce qui donne

épaisseur de la lame	0,1 cm		0,05 cm
poids de la sphère	30 g	7 g	30 g
vitesse	1 cm/s	0,5 cm/s	3 cm/s
essai	2	3	4

Ces résultats sont à comparer aux vitesses calculées par la méthode du paragraphe VI.2. Dans cette expérience on ne cherche pas à obtenir un résultat quantitatif; toutefois il est intéressant de constater expérimentalement que chaque facteur influence la valeur de la vitesse dans le sens proposé par la formule précédemment établie. Cette conclusion peut guider utilement au cours de l'application de ce principe à l'expérimentation d'un accéléromètre (cf chap. V.).

Chapitre VII

RÉALISATION D'UN MICROACCÉLÉROMÈTRE TRIDIRECTIONNEL A ASSERVISSEMENTS ÉLECTRIQUES

VII. - Exposé du problème:

On se propose de réaliser un accéléromètre triaxe en s'appuyant sur les principes qui ont été exposés.

La définition du domaine de mesure est, on l'a vu liée à la possibilité d'expérimentation à faible niveau.

Actuellement, on peut réaliser la chute dans l'air d'une nacelle de forme aérodynamique, sur une hauteur de 25m. Compte tenu de ces données, la nacelle est soumise à un freinage donnant une perturbation d'accélération, croissante dans le temps, approximativement selon la loi: (voir VI. 2.)

$$(1) \qquad \gamma = C_z \cdot \rho \cdot \frac{S}{m} \; g \cdot z$$

les ordres de grandeur de cette perturbation sont indiqués dans le tableau ci-dessous pour deux valeurs de C_z encadrant le coefficient de résistance à l'avancement réel.

z m	t s	γ/g	
		$C_z = 0,1$	$C_z = 0,2$
10^{-4}		$1,06\ 10^{-8}$	$2,17\ 10^{-8}$
10^{-3}		$1,06\ 10^{-7}$	$2,12\ 10^{-7}$
5.10^{-3}	0,032	$5,43\ 10^{-7}$	$1,06\ 10^{-6}$
0,1	0,142	$1,06\ 10^{-5}$	$2,13\ 10^{-5}$
0,5	0,318	$5,43\ 10^{-6}$	$1,06\ 10^{-4}$
1	0,452	$1,06\ 10^{-4}$	$2,13\ 10^{-4}$
5	1,01	$5,43\ 10^{-4}$	$1,065\ 10^{-3}$
10	1,43	$1,06\ 10^{-3}$	$2,13\ 10^{-3}$
20	2,02	$2,13\ 10^{-3}$	$4,26\ 10^{-3}$

Dans ces conditions, il apparaît que sur l'axe vertical les forces de suspension à exercer doivent atteindre au moins $10^{-3} m.g$, m étant la masse de mesure.

De plus le temps de réponse doit être inférieur au temps de chute qui est de deux secondes. Il serait possible, suivant une suggestion déjà faite, de réaliser une telle suspension suivant l'axe vertical et d'obtenir sur les axes horizontaux un découplage permettant d'acceder à des niveaux cent fois plus faibles.

Mais on se propose de réaliser un système entièrement symétrique si bien que, sur tous les axes, compte tenu de l'étendue 10^3 de fonctionnement du détecteur, il faut envisager une gamme de mesure comprise entre 10^{-3} et 10^{-6} g.

Dès que les conditions expérimentales seront perfectionnées (chute libre dans le vide) on pourra expérimenter dans un domaine d'accélération inférieur à 10^{-6} g.

VII. - 2. FONCTIONNEMENT DU MICROACCÉLÉROMÈTRE TRIDIRECTIONNEL

On considère une masse de mesure unique qui est soumise à trois actions semblables à celles décrites aux chapitre I , II , III suivant trois axes $0x_1, 0x_2, 0x_3$ trirectangles.

La masse de mesure est sphérique: on définit sa position d'équilibre lorsque son centre est au sommet du trièdre $[0x_{123}]$.

Les électrodes sont identiques au système de la figure 21, suivant les trois axes [fig.37].

Elles ont la forme de calottes sphériques de centre O.

On utilise trois détecteurs capacitifs (III-1) . Ceux-ci sont alimentés par trois tensions à 50 000 Hz de même amplitude et déphasées de 120°: de la sorte la sphère qui possède dans sa position d'équilibre trois liaisons capacitives identiques avec les circuits de mesure, constitue un neutre artificiel et, se trouvant " mise à la masse" sans liaison mécanique, supprime tout couplage entre les détecteurs.

Les électrodes d'action sont alimentées par des tensions continues, appliquées par rapport à la masse électrique. Cette masse est reliée à un conducteur qui occupe toute la surface qui reste libre en regard de la sphère de mesure, les calottes d'électrodes étant déduites. Ce conducteur a par rapport à la sphère une capacité qui joue le rôle de la capacité C de la figure 20.

Etant donné la structure utilisée, C est très grande vis-à-vis des capacités sphère-électrodes et presque constante. Le potentiel résiduel de la sphère est

$$(2) \qquad v_3 = \frac{C_1 V_1 + C_2 V_2 + C_3 V_3}{C_1 + C_2 + C_3 + C}$$

C_1V_1 , C_2V_2 et C_3V_3 concernent les capacités et les tensions d'action des électrodes $A_1 A_2 A_3$. V_3 est peu variable lorsque la sphère a de petits mouvements.

La force globale s'exerçant sur la sphère est :

$$(3) \qquad \vec{F} = \vec{F}\,(x_1, x_2, x_3, v_1, v_2, v_3)$$

V_{123} sont les variations des potentiels de $A_1 A_2 A_3$ autour d'une valeur commune V_{oi}. soient F_i les composantes de $\vec{F}$ sur $[ox_{123}]$; pour $x_i = 0$ $v_i = 0$ $\vec{F} = 0$ et pour les petites variations autour de ce point on peut remplacer les fonctions F_i par leur différentielle f_i en ce point. On a alors:

$$f_i = a_i^j x_j + b_i^j v_j \qquad (4)$$

avec

$$f_i = dF_i \qquad a_i^j = \frac{\partial F_i}{\partial x_j} \qquad b_i^j = \frac{\partial F_i}{\partial v_j}$$

l'expression (4) est plus compliquée que celle utilisée au chapitre II car elle couple les différents systèmes entre eux. Il convient de regarder de plus près la nature des coefficients a et b.

Les a_i^j introduisent la composante sur l'axe ox_i de l'action exercée sur la sphère lors d'un déplacement suivant ox_j.

$j \neq i$ un tel déplacement ne modifie pas la symétrie du système relativement à l'axe ox_i ; les actions résultantes sont parallèles à ox_j Donc $a_i^j = 0$.

$j = i$ les trois ensembles d'électrodes ont une action parallèle à ox_i.

Si on néglige les effets de bord, la capacité d'une fraction de condensateur sphérique d'armatures concentriques de rayons R_1 et R_2 , de demi angle d'ouverture α est donnée par :

$$C = 2\pi\varepsilon \frac{R_1 R_2}{R_1 - R_2} (1 - \cos\alpha)$$

un condensateur plan de même surface $S = 2\pi R_2^2 (1 - \cos\alpha)$ et d'épaisseur $R_1 - R_2 = \eta$, a pour capacité

$$C' = \varepsilon \frac{2\pi R_2^2}{R_1 - R_2} (1 - \cos\alpha)$$

on a $\frac{C}{C'} = \frac{R_1}{R_2} = 1 + \frac{\eta}{R_2}$. On peut donc regarder le condensateur sphérique comme un petit condensateur plan si $R_2 \gg \eta$.

Cette condition sera toujours réalisée.

$$a_i^i = 2\varepsilon S \frac{(V_{oi} - V_s)^2}{e^3} + \sum_{j \neq i} f(V_{oj}) \qquad (5)$$

on retrouve le coefficient qui entrait en jeu dans l'étude du système uniaxe augmenté de termes traduisant l'action de la polarisation moyenne des électrodes situées sur les axes tranversaux.

Dans le cas de condensateurs à armatures planes dont l'une déborde l'autre , pour des petits déplacements ces derniers termes sont nuls car il n'y a pas variation de capacité; ni déformation de l'espace diélectrique.

Dans le cas de condensateurs à armatures sphériques, il y a déformation du champ , il se produit un effet de pointe et une variation de capacité [voir figure 62].

La résultante des actions électriques n'est plus perpendiculaire à ox_i . Les coefficients ainsi introduits sont donc positifs et tendent à déstabiliser la sphère; Si $V_{oj} = V_{oi}$ ces coefficients seront toutefois négligeables devant le premier terme, mais si $V_{oj} \gg V_{oi}$, ce qui se produirait si on dissymétrisait le système en réalisant une suspension prépondérante, il faudrait en tenir compte.

Il faut noter l'intérêt que présente la détection symétrique pour le système bouclé: en effet, ce dispositif annule les variations parasites des capacités de la voie j quand la voie i est seule utilisée et empêche le couplage du fonctionnement des chaînes i et j ;

Les b_i^j introduisent la composante sur l'axe ox_i de l'action exercée sur la sphère lors d'une variation de tension sur les électrodes ox_j.

on a (6)

$$i \neq j \qquad b_i^j = 0$$

$$i = j \qquad b_i^i = 2\varepsilon S \frac{V_{oi} - V_s}{e^2}$$

en conclusion on peut réduire avec une bonne approximation dans le cas des petits déplacements l'expression (4) à

$$f_i = a_i^i x_i + b_i^i V_i \qquad (7)$$

en faisant abstraction des couplages. On peut alors appliquer tous les calculs du chapitre II.

VII.3. DIMENSIONNEMENT :

Les impératifs sont les suivants:

DETECTION : il faut des entrefers faibles.(III.2). Il faut également des électrodes de surface importante pour compenser l'atténuation de variation due aux capacités parasites.

ACTION : il faut assurer une valeur élevée au rapport entre les capacités électrodes-sphère et les capacités sphère-conducteur à la masse: Ceci conduit à adopter un rayon élevé pour la masse de mesure.

De plus il faut conserver aux électrodes d'action une surface suffisamment grande pour créer les forces désirées sans atteindre les valeurs disruptives du champ électrique dans l'entrefer.

MASSE DE MESURE: elle est conductrice donc métallique.

Bien que la masse n'intervienne pas dans la recherche de la finesse de mesure, elle s'introduit comme paramètre essentiel du régime transitoire dans la détermination de la fréquence propre du système: dans tous les cas celle-ci est imposée si bien qu'on doit chercher à diminuer m au maximun.

Pour cela on réalise une sphère creuse (la sphère est non-magnétique) compte-tenu de ces données les dimensions du modèle expérimental ont été les suivantes:

RAYON DE LA SPHÈRE	20mm.
POIDS	35g
ENTREFERS	100 μ
SURFACE DES ÉLECTRODES	25
CAPACITÉS ÉLECTRODES-SPHÈRE	2,2 pF
CAPACITÉ SPHÈRE-MASSE	400 pF

VII.4.-PROBLÈMES DE RÉALISATION MÉCANIQUE:

On se heurte ici à des difficultés dont l'élimination joue, en mesure d'accélération, une importance au moins aussi grande que la mise au point d'un détecteur de position.

On a vu que pour des électrodes de révolution la résultante des actions étaient sur l'axe de révolution: ainsi les forces appliquées passent par le centre de la sphère.

Dans la mesure où cette sysmétrie n'est pas parfaite il existe des composantes tangentielles introduisant des couples; de plus, si le centre de gravité ne coïncide pas avec le centre de la sphère, les actions électriques ne se réduisent pas à un simple vecteur.

Il en résulte donc pour la sphère des rotations autour de la position d'équilibre définie par les asservissements.Ces rotations ont pour conséquence une variation aléatoire de l'entrefer due aux aspérités de surface et aux écarts à la sphéricité qui défilent devant l'électrode: il en résulte dans les détecteurs un bruit de fond qui limite l'acuité de la mesure.

La qualité de l'usinage fournira donc un $\Delta x_{minimum}$ à comparer avec les autres limites apportées par les différents organes.

Il faut noter que cette limite mécanique est en général supérieur à celle qu'engendrent les détecteurs.

Elle peut être outrepassée si le temps de mesure est faible devant la période moyenne des défauts.

Le second problème est l'assemblage des calottes sphériques et des manchons isolants qui les séparent, de manière que les axes soient effectivement concourants et que les calottes soient toutes centrées en leur point de concours.

On positionne les ensembles formés des électrodes de détection, action

et masse dans des alésages trirectangles réalisés dans une cage cubique.

La position de chaque ensemble est retouchée pour obtenir l'entrefer désiré , cet assemblage pourra être amélioré en déposant des calottes sphériques métalliques à l'intérieur de deux hémisphères creux qui seront assemblés pour enfermer la sphère de mesure.

VII.5.- CONTRÔLE DES DIMENSIONS:

Les entrefers sont contrôlés par mesure de capacité.

Chaque axe occupe successivement la position verticale et la sphère repose sur la calotte centrale de l'ensemble inférieur d'électrodes.[fig.38 (a)]

On cherche à connaître la valeur de la capacité $S-D_2$ qui est insérée dans le réseau capacitif complexe [fig 38 (b)]: on se ramène alors à un réseau triangulaire,[fig 38 (c)] dans lequel on fait la mesure au pont de $C_S D_2$ les capacités propres des câbles reliant les points S et D au pont de mesure sont mises en parallèles sur SM et D_2M.

Le principe de la mesure est représenté fig. 39; malgré les valeurs élevées des capacités parasites, on obtient une excellente précision.

Dans un cas pratique, avec des capacités parasites de 10 pF on mesure une capacité de 2 pF au centième de pF près.

Si on remarque que dans les conditions de la mesure l'entrefer sur l'axe de révolution est deux fois l'entrefer cherché, on peut par calcul en trouver la valeur.

On a vérifié que l'approximation faite en utilisant la formule relative à la capacité d'un condensateur plan était très bonne dans ces conditions (voir en annexe l'étude du condensateur sphérique).

Cette méthode donne donc un moyen très précis de mesure de l'entrefer; en outre en faisant subir à la sphère des rotations sur elle-même,la fluctuation des résultats donne la valeur des écarts de sphéricité.

VII. 6. - RÉGLAGE DES ASSERVISSEMENTS:

La détermination des caractéristiques pratiques de fonctionnement est faite à l'aide des calculs des chapitres II et III.

La première grandeur à fixer est la tension V_0 : c'est de cette valeur que dépend la gamme de fonctionnement pour des accélérations de 10^{-3} g. sur une masse de 35 g, on a fixé cette tension à 90 V.

Dans ces conditions les coefficients a et b sont déterminés.

$$a = 5000 \text{ dyne/cm} \qquad b = 0{,}5 \text{ dyne/volt}$$

Comme l'amortissement de l'appareil est créé par l'air dans l'expérience qu'on se propose de réaliser l'équation caractéristique de fonctionnement est:

(8) $$m \frac{d^2x}{dt^2} + f \frac{dx}{dt} + (bGk - a)x = 0$$

l'amortissement est dû à la compression de l'air au fond des électrodes par la sphère. Avec une certaine approximation, on peut considérer que la force exercée est du même ordre que celle qui s'oppose au rapprochement de deux disques plans parallèles.

Cette force vaut:

(9) $$F = \frac{3\pi}{2} \eta \frac{R^4}{d^3} v$$

R est le rayon des disques, d leur écartement, v la vitesse de rapprochement, η le coefficient de viscosité de l'air. Au voisinage de la position d'équilibre de la sphère on calcule ainsi un coefficient d'amortissement

(10) $$f = 7800 \text{ g/s}$$

Le coefficient d'amortissement étant fixé, la fréquence de coupure étant déterminée par la nécessité d'effectuer la mesure dans les deux secondes, le coefficient de rappel est maintenant imposé.

la fréquence de coupure (3 dB d'atténuation), est fixée à 1,5 Hz: en se reportant aux abaques classiques décrivant les systèmes du second ordre, on détermine la raideur $bGk - a$; b et a sont déjà déterminés; k est imposé par le fonctionnement de la chaîne de mesure; on connaît alors le gain des amplificateurs d'action, on a finalement

$$\begin{cases} k = 500 \text{ V/cm} \\ G = 300 \end{cases}$$

L'accélération minimale mesurable est définie à la fréquence de coupure. On a :

(11) $$\gamma_m = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{bGk - a}{m} = x_{\text{minimum}}$$

Le seuil de détection, compte tenu de l'ensemble des capacités parasites du montage est :

$$x_{min} = 10^{-2} \mu$$

L'accélération minimun est alors $1,5 \cdot 10^{-6} \frac{\gamma}{g}$

La tension d'action minimum est $V = 0,15$ volt

L'étendue de fonctionnement dynamique de l'amplificateur d'action dont la tension de sortie se limite à 90 V est $\delta' = 600$.

C'est donc lui qui détermine la zône linéaire de fonctionnement, le détecteur ($\delta = 1000$) couvre largement cette plage.

On verra en annexe (étude analogique) que le fonctionnement est encore possible avec un degré de saturation raisonnable (la force de rappel est alors constante).

VII.7.- REMARQUES SUR LE FONCTIONNEMENT :

Le processus de calcul qui a été utilisé correspond aux impératifs spécifiques de l'expérience qui sont la brièveté du temps de mesure et surtout la nécessité de compenser des forces perturbatrices relativement grandes.

Si on se propose uniquement le seuil le plus faible possible, les tensions d'actions sont à déterminer à partir de l'expression (11).

Dans tous les cas la dynamique de fonctionnement est assez limitée: cela tient essentiellement à la manière dont sont créées les forces.

La valeur de la tension V_0 détermine à la fois la raideur et la dynamique du système.

Si on veut étendre la gamme de fonctionnement il faut alors réaliser des commutations sur cette tension; mais cela n'est pas suffisant. En effet la forme de la réponse transitoire du système (11) est déterminée par le coefficient d'amortissement réduit:

$$\zeta = \frac{f}{\sqrt{m\,(bGk - a)}}$$

Si on veut conserver l'amortissement optimal, les variations obtenues sur le terme $bGk - a$ doivent être compensées par des variations égales de f^2

Ceci est évidemment irréalisable dans le cas où f provient d'un frottement visqueux et impose le fonctionnement sous vide et avec amortissement par réseau passif, d'ailleurs, l'étendue de la gamme vers les accélérations élevées par augmentation de V_0 (en présence de fluide) conduit rapidement à des décharges à travers l'entrefer.

Chapitre VIII

ÉTUDE DU RÉGIME TRANSITOIRE DE CHUTE

On se propose d'adapter au fonctionnement de l'accéléromètre, la propriété décrite au chapitre V, pour obtenir un phénomène donnant avec une bonne reproductibilité la vitesse convenable de la masse de mesure.

VIII. 1. - DESCRIPTION DES CONDITIONS EXPÉRIMENTALES :

On utilise le dispositif du paragraphe VI.1. en ce qui concerne la suspension de la nacelle, la coupure du fil et le déclenchement des enregistreurs.

La nacelle comportant toujours un plateau supérieur et un plateau inférieur est un peu modifiée. Sur le plateau inférieur est fixé rigidement l'ensemble d'électrodes trirectangulaire renfermant une sphère de mesure.

Le plateau supérieur porte une chaîne de mesure et un pont de détection fig.40. L'ensemble de mesure est celui du chapitre III; toutefois le pont ne possède qu'un condensateur variable formé par la sphère et l'électrode supérieure, l'électrode inférieure étant remplacée par l'appui déformable de la sphère. Initialement la sphère reposait sur l'électrode inférieure qui était conservée en place.

Mais le contact de deux surfaces sphériques de rayons voisins réduisait considérablement le phénomène; de plus ce dispositif en réalisant le court-circuit d'une capacité avant la chute, était à l'origine d'une saturation de l'ensemble de mesure.

Les déplacements de la sphère sont donc mesurés dans des conditions proches de celles qui existeront dans l'appareil terminé.

VIII. 2. - ÉTALONNAGES :

Les étalonnages de l'ensemble de mesure sont faits par l'intermédiaire d'une vis micrométrique au pas de 0,25mm. [fig 41]. On étudie la caractéristique de cette vis au pont de mesure, par variation d'entrefer entre la sphère de mesure et une électrode placée au voisinage du pôle supérieur de la sphère .

On relève, par variation dans les deux sens, la valeur de la capacité en fonction des divisions du tambour lié à la vis, donnant des déplacements de 5μ .

Cette courbe est comparée à la courbe résultant de la formule $C = \frac{\varepsilon S}{x}$ dans l'approximation du condensateur plan [fig. a et b].

Ces courbes sont superposables avec un excellente précision après deux translations : la première consiste à soustraire aux capacités mesurée la valeur constante de la capacité propre du capteur mesurée par ailleurs et ayant pour valeur 7pF .

La seconde détermine l'erreur de zéro de la vis. On règle ce zéro en établissant le contact entre la sphère et le capteur : l'imprécision de ce réglage provient du fait que la vis exerce sur le capteur par l'intermédiaire de la sphère une certaine pression qui engendre une légère déformation des surfaces; la flèche est ici de 4μ .

Le dispositif ci-dessus, ayant sa caractéristique déterminée, permet l'étalonnage de la chaîne de mesure et délivre une relation entre les déplacements de la sphère et la tension de sortie. La précision sur chaque point est donnée par l'erreur dans la coincidence des repères, soit $0,2\mu$.

VIII. 3. - ÉTUDE DES APPUIS ÉLASTIQUES :

Différents types d'appuis sont disposés à l'extrémité de la vis micrométrique ; après étalonnage puis blocage de la vis, on procède à la chute puis à un étalonnage de contrôle pour éviter l'influence de dérives éventuelles de la chaîne de mesure.

Le premier type d'appui étudié est représenté sur la figure 43.La trajectoire obtenue par relevé à la chambre claire de l'oscillogramme montre une zone de vitesse à peu près uniforme, suivie d'un choc contre l'électrode détectant le mouvement.

L'altitude de ces chocs est très variable lorsque la nacelle est fortement perturbée avant la chute; en effet, les trajectoires ne coincïdant plus avec l'axe vertical du système en raison de la forme sphérique de l'électrode, l'impact peut avoir lieu soit au fond, soit au flanc de la calotte [fig. 45].

Il faut remarquer l'existence de parasites au niveau d'altitude zéro: ceux-ci sont dus au fait que le support est relié à la masse électrique; dans ces conditions lorsque la sphère métallique s'en détache, il se produit une discontinuité dans la variation de capacité.

Pour éliminer ce défaut on modifie l'appui en introduisant un isolant [fig. 46]. De plus le contact avec la sphère est ramené à trois points. Dans ces conditions, le parasite de départ disparaît : on obtient une trajectoire rectiligne fig. 47, puis un choc. La déformation locale des pointes peut être calculée à l'aide des formules résultant de la théorie de Hertz , concernant la déformation des surfaces courbes.

En effet chaque pointe est assimilable à une petite sphère en contact tangentiel avec la masse de mesure. Dans le cas de deux sphères comprimées par une force P, la flèche de l'ensemble est donnée par :

$$y = (k\, p^2 \alpha^2 \rho)^{\frac{1}{3}}$$

avec

$$\alpha = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{E_1} + \frac{1}{E_2}\right) \qquad \rho = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right), \; R_1 \text{ et } R_2$$

étant les rayons des surfaces.

Dans les deux cas, la vitesse obtenue donne à la masse de mesure un énergie cinétique assez importante devant l'énergie de freinage que peuvent fournir les tensions d'asservissement.

Pour minimiser cette énergie cinétique on sera conduit à abandonner les appuis métalliques.

VIII. 4. - ÉTUDE DES PERTURBATIONS DE LARGAGE :

Il est important de connaître l'influence des perturbations avant et au moment de la chute car elles déterminent la reproductibilité du phénomène. La fig. 48 montre l'écart entre diverses trajectoires lorsqu'on laisse tomber la nacelle à un instant choisi au hasard au cours d'oscillations pendulaires de cette dernière.

Toutefois avec la structure tripode adoptée, un écartement convenable des pointes annule l'effet des oscillations sur la vitesse de départ [fig. 49].

Le second facteur qu'il y a lieu d'examiner est le mode de coupure du fil de suspension qui peut transmettre des mouvements à la sphère. Pour étudier ce phénomène, on augmente la sensibilité du capteur de mesure en rapprochant l'électrode supérieure : ce procédé restreint la trajectoire de la sphère mais augmente la capacité moyenne intervenant dans la caractéristique du détecteur :

$$v_s = k \cdot \frac{\Delta c}{c}$$

On obtient un étalonnage approximatif des très faibles déplacements en utilisant les atténuateurs de la chaîne de mesure; ceci est valable avec une erreur égale aux non linéarités du détecteur pour de petits écarts.

Le déclenchement des enregistreurs est obtenu avant la coupure du fil au cours du déplacement du couteau [fig. 50]. Dans ces conditions le procédé déja décrit engendre de légères vibrations au départ : celles-ci sont dues aux ondes élastiques transmises par le choc le long du fil avant la coupure [fig. 53 (a)].

On a expérimenté un second mode de largage sans coupure [fig 51] : toutefois les imperfections de la surface d'appui de l'étrier donnent encore des vibrations avant le départ [fig. 53 (b)].

Le dispositif de la fig. 52, réalisant un cisaillement continu ne donne pas de perturbations perceptibles [fig. 53 (c)]. Il est important de remarquer que la coupure du fil doit s'effectuer en un temps très court : ainsi la fusion d'un fil par chalumeau a été expérimentée : on n'obtient alors aucun mouvement pour la sphère.

Ce résultat est dû au fait que lors de la fusion non instantanée, le fil s'allonge sous le poids de la nacelle : au moment de la rupture la déformation de l'appui de la sphère a cessé en grande partie sous l'effet de l'accélération progressive du support.

D'une façon générale le temps de coupure doit être faible devant le temps de relaxation de l'appui. La fusion très rapide est la meilleure méthode à utiliser : mais dans le cas de nacelles de faible poids, donc de fils de suspension minces, le procédé de cisaillement progressif donne d'excellents résultats.

VIII. 5. - ÉTUDE FINE DU MOUVEMENT DE LA SPHÈRE :

Les observations faites à sensibilité élevée au cours de l'étude du mode de largage, montrent l'existence d'une ondulation dans le mouvement de la sphère dont la fréquence est de 2000 Hertz environ [fig. 53].

Après adaptation de la bande passante pour ces fréquences et filtrage des fréquences basses, on a relevé des oscillogrammes mettant en relief ces oscillations [fig. 54].

Une hypothèse concernant ces oscillations peut être avancée en analysant la nature des déformations mises en jeu. En effet outre l'action globale de la sphère sur les pointes, la pesanteur engendre des contraintes dans la sphère : celle-ci est creuse et d'épaisseur mince devant le rayon.

Chaque élément de surface est en équilibre sous l'action de son poids et de contraintes équatoriales et méridiennes. Le retour à un état de contraintes différent pourrait être la cause de ces oscillations.

Toutefois cette hypothèse n'a pas reçu de confirmation expérimentale dans d'autres conditions (essais d'excitation harmonique de la sphère). Ces perturbations sont amorties rapidement et n'ont pas d'influence sur la mesure d'accélération.

VIII. 6. - CHOIX DU SUPPORT :

On a vu que les supports métalliques donnent à la sphère une vitesse trop élevée; l'ordre de grandeur des vitesses initiales tolérables par l'asservissement électrique est donné par la simulation analogique (voir annexe 1); à cela s'ajoute le désavantage, qu'ils établissent une liaison électrique entre la sphère et la masse, dont la rupture entraîne une discontinuité de tension en sortie des chaînes de mesure (cf VIII.3.).

Après différentes tentatives, le choix se fixe sur des supports isolants du type nylon, bakélite et plexiglass.

On a réalisé les supports sous forme de trois demi-sphères de rayon 0,125cm, fixées à l'extrémité de vis, traversant l'ensemble inférieur d'électrodes. [Fig. 55].

Cette disposition permet de régler l'altitude des trois points supportant la sphère; dans ce cas les étalonnages sont obtenus en utilisant trois tiges passant par les trous de passage des vis et solidaires d'une membrane d'acier flexible dont on contrôle la flèche au moyen de jauges de contraintes.

Cet étalonnage étant effectué, on détermine l'écrasement des butées sous l'action de la sphère au cours d'une chute grâce à l'influence du freinage de l'air sur la nacelle.

En effet dans le cas où ce freinage est important, la sphère retombe sur les appuis avant la fin de la chute et exerce sur eux une force $m\gamma_r$ (γ_r accélération due au freinage) celle-ci est négligeable.

On en déduit par différence la valeur de la déformation [fig. 56].

L'application des équations de Hertz donne dans le cas des hémisphères de nylon et de la sphère de mesure (A G 5) un affaissement de $0,6\mu$. Il faut ajouter à ceci un terme dû à la flexion des vis, soit $0,2\mu$. On a donc à titre indicatif une valeur de $0,8\mu$.

Ces calculs sont en fait assez loin de la réalité du fait des déformations plastiques qui ont lieu au voisinage du contact . Ce type d'appui à cependant été abandonné, car on obtient encore des vitesses trop grandes ; de plus la flexion des vis, due aux jeux existant dans leurs filetages semble être la cause d'une mauvaise reproductibilité du phénomène.

Pour remédier à cet inconvénient, on utilise des appuis du type de celui représenté fig. 57. Les échancrures sont destinées à éviter un effet de ventouse dû à l'air situé entre la sphère et les électrodes.

La vitesse de la sphère reste encore grande, mais il se produit un amortissement très sensible dès qu'on rapproche suffisament les électrodes: alors que, lorsque les électrodes latérales étaient otées et l'électrode supérieure éloignée, on obtenait un mouvement uniforme jusqu'au choc, la fermeture complète de la cavité, avec des entrefers de l'ordre de 100μ donne un mouvement rapidement amorti.

Cet amortissement est attribué à l'air enfermé dans les cavités formées par les électrodes. On étudie l'influence de la traînée et celles de tensions appliquées sur les électrodes [fig. 58] ces facteurs ne modifient pas la vitesse de départ.

Dans ces conditions, on règle par approximations successives, la hauteur des butées pour obtenir le changement du signe de la vitesse de la sphère au voisinage du centre de l'intervalle entre les deux électrodes de l'axe vertical.

Chapitre IX

EXPÉRIMENTATION DE L'ACCÉIÉROMÈTRE

IX. 1. - ÉTALONNAGE DES CHAÎNES DE MESURE:

On relève les caractéristiques des trois chaînes utilisées donnant la tension de sortie en fonction du déplacement de la sphère, à l'aide d'un dispositif mécanique dit "positionneur au micron" Cet appareil comporte une sphère, identique à la sphère de mesure et fixée sur un axe rigide.

La sphère est introduite dans l'ensemble porte-électrodes; l'axe support traverse le porte-électrodes par un alésage laissé libre, un des ensembles d'électrodes ayant été enlevé (selon l'axe O z par exemple).

Dans ces conditions, l'axe portant la sphère peut être déplacé suivant O_3 et suivant un des axes horizontaux au moyen de deux systèmes micrométriques contrôlés au préalable par des mesures précises de capacité selon la méthode utilisée au paragraphe VIII.2.

Il est alors possible d'étudier simultanément deux ensembles électroniques de mesure.

Dans ce cas défavorable où la sphère n'est pas un neutre puisqu'il n'existe que deux tensions déphasées de 120°, on constate que le jeu du diviseur capacitif $\frac{C_1}{C}$ [fig. 22], avec C grand et variant peu, est tel que le résidu de tension dans la sphère n'apporte pas de couplage sensible.

On obtient alors par permutation, les caractériques des chaînes.

[fig. 60 a, b, c]

La dissymétrie obtenue sur les saturations est essentiellement due à la démodulation synchrone.

A ces caractérisques, on associe un test, obtenu par commutation d'une capacité très faible en parallèle sur une capacité de détection [fig. 61].

Cette variation de capacité autour de la position d'équilibre correspond à un déplacement équivalent de la sphère qu'on peut chiffrer à l'aide des caractéristiques.

La correspondance entre ces variations de capacité et de position ne dépend que du capteur capacitif de déplacement, de sorte que, si celui-ci est inchangé, on peut toujours, à l'aide de ce test, déterminer la pente autour du zéro de la caractéristique, après un changement éventuel de gain des amplificateurs.

En outre le test permet de contrôle à tout moment le fonctionnement de l'ensemble et par la constance de son amplitude il indique la linéarité de l'ensemble quand on déplace son point de fonctionnement.

Le même dispositif micrométrique a été utilisé pour l'étude du terme de couplage a_i^k ,(voir § VII. 2 .) en relevant la courbe de variation de capacité entre deux calottes sphériques, lorsqu'on décale les axes dans une direction qui leur est perpendiculaire . [fig. 62].

IX . 2 . - MISE AU POINT DE L'APPAREIL:

La sphère de mesure est enfermée dans le dispositif porte-électrodes muni des trois chaînes de mesure. Avec le gain fixé pour la chaîne de l'axe oz la dynamique δ est telle que la variation totale de capacité obtenu lorsque la sphère passe de la butée inférieure à la butée supérieure, ne sature pas les amplificateurs.

La sphère étant en appui sur la butée inférieure, le zéro de la chaîne est réglé par ajustage des branches du pont de manière à ce que l'on obtienne une tension négative de valeur légèrement inférieure à la valeur de saturation.

Si on retourne le système, la sphère vient sur les butées supérieures et on obtient alors une tension positive inférieure à la valeur de saturation.

Dans ces conditions, tous les mouvements verticaux de la sphère seront vus dans la zône linéaire de la chaîne de mesure.

De plus le jeu total de la sphère entre les butées ayant été déterminé par mesures capacitives, on a un moyen supplémentaire pour connaître la pente de la caractéristique par le calcul du rapport $\frac{\Delta V}{\Delta x}$ correspondant.

En ce qui concerne les chaînes latérales, le réglage est effectué pour avoir une tension de sortie nulle lorsque la sphère est en butée inférieure étant donné la faible variation de capacité sur les électrodes de détection horizontales pour cette position [fig. 62], l'erreur qui en résulte est négligeable.

On relie ensuite les chaînes de détection à l'entrée des amplificateurs d'action.

Dans la position de départ en butée, les tensions d'actions sont:

Action Z supérieur : 90 V + 90 V = I80. V

Action Z inférieur : 90 V - 90 V = 0 . V

$$Act\ Z = Act\ X' = Act\ Y = Act\ Y' = 90\ V$$

Lors du bouclage des trois chaînes d'asservissement il apparaît des oscillations parasites qui sont éliminées par filtrage.

L'ensemble accéléromètre-chaînes de mesure-amplificateurs d'action est réparti sur trois plateaux superposés et maintenus par quatre colonnettes.

Avec le système de suspension et de coupure de fil déjà décrit, on procède aux essais préliminaires sur de courtes chutes, la puissance électrique d'alimentation et les signaux de sortie sont transmis par des fils fins et souples reliant l'appareillage en chute aux dispositifs externes.

L'enregistreur est un ensemble de galvanomètres de bande passante 500 Hz dont les spots sont inscrits sur un papier photosensible, à déroulement rapide.

Compte tenu des conditions de freinage aérodynamique très défavorables on a modifié légèrement les tensions indiquées ci-dessus; l'introduction de l'asservissement apporte alors une déformation des trajectoires de la sphère. [fig.63].

IX . 3 . - EXPÉRIENCES SUR DE LONGUES CHUTES:

Les expériences ont lieu au cours d'une chute de 25 m de hauteur, dans la nacelle dont il,a été question au § VII. 1 ; un dispositif de récupération souple permet de rattrapper la nacelle en fin de chute, sans détérioration de son contenu.

Le fil de suspension est un fil de nylon dont le sectionnement rapide est obtenu par brûlage au chalumeau: le poids de l'équipement (80 kg.) oblige à abandonner les systèmes utilisés précédemment; cette nouvelle méthode réunit toutes les conditions exigées pour le régime transitoire de la sphère de mesure.

Des dispositifs à cellules photoélectriques, du type de ceux décrits figure 34, contrôlent avant la chute les oscillations de la nacelle selon les trois axes Oxyz.

Avant la chute, la puissance électrique est fournie par des alimentations extérieures: au cours de l'expérience, celles-ci sont remplacées par des accumulateurs munis de circuits de stabilisation de tension [fig. 64].

Les indications de mesure sont transmises par un système d'émission de télémesure à cinq voies, embarqué dans la nacelle et alimenté par accumulateurs; les signaux de réception sont enregistrés par galvanomètres.

La chute a lieu dans une enceinte fermée (cage d'escalier) sans perturbations aérodynamiques.

Le facteur principal influençant l'expérience est le freinage étudié au § VII .1.; on le considère comme l'accélération à mesurer par l'appareil.

Une pertubation est également due à l'attraction gravifique , dans le cas où le centre de gravité de la nacelle et des équipements ne coïncide pas avec celui de la sphère de mesure.

On peut obtenir une indication à ce sujet en supposant la masse de la terre, celle de la nacelle et celle de la sphère concentrées en trois points.

Dans cette hypothèse, la différence des accélérations obtenues

$$\gamma = k.M \left(\frac{1}{d^2} - \frac{1}{(d-\ell)^2}\right)$$

k : constante de gravitation universelle . M : masse de la terre, d : distance terre-nacelle. ℓ distance des centres de gravité nacelle-sphère de mesure. Avec $d \gg \ell$ il vient:

$$\gamma \# kM \cdot \frac{2\ell}{d^3}$$

Cette formule donne pour ℓ = 10 cm $\quad \frac{\gamma}{g} = 3. 10^{-7}$

On voit donc que cette pertubation se situe à un ordre de grandeur inférieur à ceux atteints au cours de l'expérience.

On peut donc considérer que l'on opère sans perturbation et en présence d'une accélération $\gamma = A.t^2$.

On procède alors aux expériences en introduisant progressivement chaque organe de fonctionnement.

- Trajectoire sans asservissement selon l'axe Oz .
- Trajectoire avec asservissement selon l'axe Oz .
- Trajectoire avec asservissement selon Oz, sans asservissement selon Ox et Oy
- Trajectoire avec asservissement selon Ox, Oy, Oz.

Entre chaque expérience on procède à la vérification des tensions d'alimentation et à la mise en fonctionnement du signal de test.

Sur les trajectoires Oz on note quatre phases de mouvement:

(1) Propulsion de la sphère par l'appui élastique

(2) Freinage régulier de la nacelle au cours de la chute

(3) Immobilisation de la sphère sur la butée inférieure

(4) Ecrasement de la butée inférieure au moment du blocage de la nacelle par son dispositif de récupération.

L'influence de l'asservissement a lieu au cours de la phase (2).

Les résultats sont représentés sur les figures 65 a, b, c.

IX. 4 . RÉSULTATS OBTENUS:

Les expériences qui ont été faites ne permettent pas un étalonnage systématique de l'appareil. Cependant la comparaison des résultats estimés à priori aux résultats expérimentaux donne confirmation aux descriptions théoriques du fonctionnement. On a vu que l'accélération de freinage est:

$$\gamma_z = A.t^2$$

et que le fonctionnement de l'accéléromètre est représenté par.

$$m\frac{d^2z}{dt^2} + \frac{dz}{dt} + (bGk - a)z = m\gamma_z$$

En supposant les conditions initiales nulles, la transformation de Laplace appliquée à ces fonctions donne

$$\bar{\gamma}_z = \frac{2A}{p^3}$$

$$m\bar{\gamma}_z = mp^2\bar{z} + fp\bar{z} + (bGk - a)\bar{z}$$

ce qui donne

$$\bar{z} = \frac{2Am}{p^3(mp^2 + fp + (bGk - a))}$$

On peut en déduire la fonction $z(t)$ décrivant la trajectoire de la sphère sur Oz. Si on pose $bGk - a = r$, il vient:

$$z(t) = B + Ct + D\frac{t^2}{2} + \frac{1}{m}\left[E \cdot e^{-\frac{f}{2m}t} \cdot ch\,\lambda t + \frac{F - \frac{f}{2m}E}{\lambda} \cdot e^{-\frac{f}{2m}t} \cdot sh\,\lambda t\right]$$

avec

$$\lambda^2 = \frac{f^2}{4m^2} - \frac{r}{m}$$

$$B = \frac{2Am}{r^2}\left(\frac{f}{r} - m\right)$$

$$C = -\frac{2Amf}{r^2}$$

$$D = \frac{2Am}{r}$$

$$E = \frac{2Am^2}{r^2}\left[m - \frac{f}{r}\right]$$

$$F = \frac{2Amf}{r^2}\left[2m - \frac{f}{r}\right]$$

Les valeurs numériques sont celles qui sont été prévues ou mesurées lorsque cela a été possible:

$m = 35$
$a = 5000$
$b = 0,5$
$f = 7800$
$G = 300$
$k = 500$
$A = 1,1$

} grandeurs en Cgs

il vient alors:

$$\zeta(t) = 0{,}55.10^{-6} - 1{,}225.10^{-4}\,t + 0{,}55.10^{-3}\,t^2 + e^{-m_1 t}\,(0{,}55.10^{-6}\,\mathrm{ch}\ 106\,t + 3{,}95.10^{-6}\,\mathrm{sh}\ 106\,t)$$

compte tenu des ordres de grandeur:

$$\zeta_m(t) \# - 1{,}225.10^{-4}\,t + 0{,}55\,10^{-3}\,t^2$$

Sur la figure 66 on a représenté la variation de l'accélération d'entrée $\gamma = At^2$. On trace également la courbe $x(t)$ avec un facteur d'échelle égal au gain statique de l'accéléromètre; ce qui permet de comparer les deux courbes.

Ce facteur est :

$$\frac{\gamma}{\zeta} = \frac{r}{m} = 2\,000 \text{ cgs}$$

On fait figurer également les relevés expérimentaux de $\zeta(t)$, en faisant coïncider le point correspondant à l'instant où le mouvement transitoire de la sphère est terminé, avec le point obtenu au même instant sur la courbe calculée.

IX. 5 . CONCLUSION:

On a ainsi réalisé suivant le principe proposé, un appareil fonctionnant dans les limites permises par le mode d'expérimentation.

Un tel appareil pourra être étalonné à partir de la connaissance précise des caractéristiques aérodynamiques de la nacelle expérimentale ainsi que par l'étude systématique de la réponse de l'appareil à une série de pertubations connues.

Celles-ci seront essentiellement obtenues en exerçant des forces latérales sur la nacelle expérimentale au moyen de micropropulsseurs ou de jets par exemple.

L'étendue de la gamme de mesure sera augmenté par commutation électronique d'ensembles d'asservissements similaires de celui qui a été utilisé et capables d'assurer des forces de rappel de niveaux différents.

Ce procédé qui semble pouvoir être étendu assez loin vers les faibles accélérations trouve sa limite , suivant le procédé d'expérimentation qui a été décrit, dans la nécessité d'effectuer les mesures en un temps très court.

La mise en oeuvre de larges bandes passantes exige pour le détecteur

de position un seuil très faible : on se heurte alors aux bornes créées par les déformations et les mouvements résiduels de la masse de mesure.

Dans l'espace même, il semble que les perturbations d'origines diverses et notamment dues aux actions de gravité entre la masse de mesure et son équipement soient de l'ordre de 10^{-8} g ou davantage.

Dans les deux conditions de fonctionnement il est donc nécessaire d'effectuer les mesures dans la gamme la plus sensible en présence de ces perturbations ambiantes : les limites seront alors déterminées par la possibilité d'extension de la résolution de cette gamme.

Annexe I

SIMULATION ANALOGIQUE DE L'ASSERVISSEMENT UNIAXE A CHAMP ÉLECTRIQUE

On réalise par un schéma électronique [fig. 67] la simulation de l'équation :

$$m\,\frac{R_1R_2C}{R_1+R_2}\,\frac{d^3x}{dt^3}+m\,\frac{d^2x}{dt^2}+\frac{R_1R_2C}{R_1+R_2}(bGk-a)\,\frac{dx}{dt}+\left(\frac{bGkR_2}{R_1+R_2}-a\right)x=0$$

voir [II(27)]. Comme les valeurs du gain G et de la pente k du détecteur sont élevées on peut avec une bonne approximation (au moins $\frac{1}{100}$) négliger le terme a : ceci est d'ailleurs imposé par l'étendue de fonctionnement relativement faible des amplificateurs opérationnels.

A cette équation purement linéaire, on apporte en pratique des facteurs k et G présentant à un certain niveau une discontinuité due aux saturations des organes électroniques. On a donc introduit dans la simulation deux organes [saturateurs 1 et 2] dont la caractéristique se trouve représentée sur la figure 68, et qui sont réalisés à l'aide de diodes à semi-conducteurs.

Sur ce schéma on étudie l'influence du réseau de stabilisation et les diverses formes de réponse à une entrée d'accélération [fig. I.3. a b c].

Cependant le rôle principal de cette étude est de déterminer le fonctionnement de l'asservissement lors de la propulsion de la sphère de mesure sous l'effet des contraintes élastiques. Pour l'équation différentielle, ce fonctionnement se traduit par la donnée des conditions initiales :

$$\begin{cases}\left(\dfrac{dx}{dt}\right)_0 = x'_0\\[2ex] (x)_0 = x_0\end{cases}$$

En utilisant la transformation de Laplace, la transformée de la solution $x(t)$ est :

$$\mathcal{L}(x)=\frac{x_0\left[p^2.mT_2+p.m+T_2(bGk-a)\right]+x'_0\left[pT_2+1\right]m}{mT_2p^3+mp^2-T_2(bGk-a)p+(bgk\frac{T_2}{T}-a)}$$

Cependant la solution ne peut plus être étudiée de cette façon quand on introduit les saturateurs représentant le fonctionnement réel. En particulier, pour une valeur x_o donnée, il existe une valeur limite de x'_o au-delà de laquelle le point d'abscisse x ne demeure plus dans la zone linéaire : ceci correspond au cas où l'énergie cinétique de la sphère est trop grande pour être compensée par l'énergie fournie par les électrodes.

C'est cette valeur limité x'_o qui est déterminée numériquement par ce procédé; la valeur x_o étant imposée par la géométrie du système.

Annexe II

CALCUL DE LA PERTURBATION APPORTÉE PAR LE DÉTECTEUR ÉLECTRIQUE.

Il a été montré au paragraphe III.1. comment la résultante des actions électriques sur la sphère dues aux tensions de détections était nulle dans le cas du système différentiel idéal.

L'existence des capacités parasites C_1' et C_2' détruit ce résultat. Soit le schéma électrique de détection suivant un axe [fig. 17].

On suppose $C_1' = C_2' = C_p$ ce qui est réalisable au moyen des réglages dont il a été fait mention. Les forces résultent alors des tensions V_{AS} et V_{BS} on calcule dans ces conditions :

$$V_{AS} = -E\,\frac{C\,[C_p(C_1+C_2+C)+C_2(C_2+C-C_1)]}{(C_1+C_2+C)[2C_p(C_1+C_2+C)+C(C_1+C_2)]}$$

$$V_{BS} = E\,\frac{C[C_p(C_1+C_2+C)+C_1(C_1+C-C_2)]}{(C_1+C_2+C)[2C_p(C_1+C_2+C)+C(C_1+C_2)]}$$

on pose comme précédemment :

$$C_1 = \frac{\varepsilon S}{d-x} \qquad C_2 = \frac{\varepsilon S}{d+x} \qquad C_0 = \frac{\varepsilon S}{d}$$

De plus, comme les déplacements de S restent faibles devant d, on pose :

$$\begin{cases} C_2 + C - C_1 \# C \\ C_1 + C - C_2 \# C \\ C_1 + C_2 + C \# 2C_0 + C \end{cases}$$

Ces approximations sont valables au $\frac{1}{1000}$ avec les grandeurs choisies. Pour $d = 100\,\mu$ $S = 25\,mm^2$ on a en effet

$$C_0 = 2\,pF \quad C_1 - C_2 \simeq 0{,}2\,pF$$
$$C = 440\,pF \quad C_p = 22\,pF$$

pour obtenir un calcul homogène on pose en outre :

$$C = \frac{\varepsilon S}{\delta} \qquad C_p = \frac{\varepsilon S}{p}$$

δ et ρ sont des longueurs fixées par les données de S C et Cp compte tenu des approximations faites il vient .

$$V_{AS} = E \cdot \frac{1}{\delta} \frac{\frac{1}{\rho}\left(\frac{1}{\delta}+\frac{2}{e}\right) + \frac{1}{d+x}}{\left(\frac{1}{\delta}+\frac{2}{e}\right)\left[\frac{2}{\rho}\left(\frac{1}{\delta}+\frac{2}{e}\right)+\frac{2}{\delta e}\right]}$$

$$V_{BS} = E \cdot \frac{1}{\delta} \frac{\frac{1}{\rho}\left(\frac{1}{\delta}+\frac{2}{e}\right) + \frac{1}{d-x}}{\left(\frac{1}{\delta}+\frac{2}{e}\right)\left[\frac{2}{\rho}\left(\frac{1}{\gamma}+\frac{2}{e}\right)+\frac{2}{\delta e}\right]}$$

la force exercée sur la sphère est

$$F = E^2 \cdot \frac{\varepsilon S}{2} \left[\frac{(V_{AS})^2}{(d-x)^2} - \frac{(V_{BS})^2}{(d+x)^2}\right]$$

l'accélération qui en résulte pour S est

$$\boxed{\gamma = \frac{F}{m} = \frac{2E^2 \varepsilon S}{m}\left[\alpha \cdot d + \frac{1}{\beta}\right] x}$$

avec :

$$\begin{cases} \alpha = \dfrac{\frac{1}{\rho}\left(\frac{1}{\delta}+\frac{2}{a}\right)}{\delta\left(\frac{1}{\delta}+\frac{2}{e}\right)\left[\frac{2}{\rho}\left(\frac{1}{\delta}+\frac{2}{e}\right)+\frac{2}{\delta e}\right]} \\ \beta = \delta^2\left(1/\delta+\frac{2}{e}\right)\left[\frac{2}{\rho}\left(\frac{1}{\delta}+\frac{2}{e}\right)+\frac{2}{\delta e}\right] \end{cases}$$

l'accélération est proportionnelle aux déplacements de la sphère.

Pour un seuil de déplacement de 0,05μ, une masse de sphère de 25g et une tension E = 1V , il vient

$$\frac{\gamma}{g} = 5 \cdot 10^{-15}$$

Cette perturbation est donc parfaitement négligeable

Annexe III

CALCUL D'UNE VALEUR APPROCHÉE DE LA CAPACITÉ PRISE ENTRE DEUX CONDUCTEURS EN CALOTTES SPHÉRIQUES COAXIALES

HYPOTHÈSES DE CALCUL :

On admet que la distribution du champ électrique est celle qui existerait si les calottes se prolongeaient en deux sphères conductrices, l'une entourant complètement l'autre. [fig. 70.].

Ceci revient à faire abstraction des effets de bord. Dans le cas pratique qui a été considéré, seule la sphère intérieure est complète : on limite le calcul des quantités d'électricité à la nappe des lignes de champ s'appuyant sur le bord de la calotte extérieure.

FORME DU CHAMP. NOTATIONS :

Dans le cas des sphères on peut se ramener à un problème à deux variables, le système ayant pour axe de révolution la droite joignant le centre des sphères.

Dans cette situation on sait que la solution de l'équation $\Delta v = 0$ peut être obtenue en utilisant la méthode des fonctions analytiques à partir de la fonction :

(1) $$Z = k \cdot \log \frac{\zeta - a}{\zeta + a}$$

(2) $$\zeta = x_1 + j\rho$$

(3) $$\rho = \sqrt{x_2^2 + x_3^2}$$

Dans les plans méridiens $[x, \rho]$, les lignes équipotentielles et les lignes de champ constituent deux faisceaux de cercles orthogonaux dont ont obtient les équations en posant :

$$Z = X + jP$$

soit:

$$\frac{z-d}{z+d} = e^{\frac{X}{k}} \cdot e^{j\frac{P}{k}}$$

ce qui donne :

$$(5) \qquad \left(x - d \coth \frac{X}{k}\right)^2 + \rho^2 = \frac{d^2}{\sinh^2 \frac{X}{k}}$$

$$(6) \qquad x^2 + \left(\rho - d \operatorname{cotg} \frac{P}{k}\right)^2 = \frac{d^2}{\sin^2 \frac{P}{k}}$$

Compte tenu des notations définies sur la figure 70, le faisceau (5) peut également être déterminé à partir des sphères (S_1) et (S_2) par le système

$$\begin{cases} R_1 = \dfrac{d}{\sinh \frac{X_1}{k}} \qquad R_2 = \dfrac{d}{\sinh \frac{X_2}{k}} \\ a_1 = d \coth \frac{X_1}{k} \qquad a_2 = d \coth \frac{X_2}{k} \end{cases}$$

qui peut s'écrire encore

$$(7) \qquad x = a_2 - a_1$$

$$(8) \qquad R_1 = \sqrt{a_1^2 - d^2}$$

$$(9) \qquad R_2 = \sqrt{a_2^2 - d^2}$$

le paramètre x du faisceau (5) représente le potentiel. k est une constante ayant la même dimension.

CALCUL DE LA CAPACITÉ :

En un point M du conducteur (S_2), la densité de charge est

$$(10) \qquad \sigma = -\varepsilon \frac{\partial X}{\partial n}$$

Le champ $\vec{E}$ étant orthogonal à la surface x = cste en ce point et tangent à ρ = cste, on peut écrire :

$$\sigma = \varepsilon \frac{\partial P}{\partial s} \qquad (11)$$

ds étant l'arc infinitésimal sur le méridien de (S_2) en M. La distribution des charges ayant la symétrie de révolution, il vient :

$$d^2q = \sigma \cdot dS \qquad (12)$$

dS est l'élément de surface du conducteur en M

$$dS = \rho \cdot d\alpha \cdot ds \qquad (11)$$

$d\alpha$ est l'angle élémentaire de rotation autour de ox, la charge par élément de surface est donc :

$$d^2q = \varepsilon \frac{\partial P}{\partial s} \cdot ds \cdot \rho \cdot d\alpha \qquad (13)$$

En sommant relativement à la variable α, on a la charge sur une couronne prise sur (S_2) :

$$dq = 2\pi\varepsilon\rho \frac{\partial P}{\partial s} \cdot ds,$$

$$dq = 2\pi\varepsilon\rho \cdot dP \qquad (14)$$

En sommant le long de l'arc de méridien, on a

$$q = 2\pi\varepsilon \int_0^{\theta_m} \rho(\theta) \cdot \frac{\partial P}{\partial \theta} \cdot d\theta \qquad (15)$$

La différence de potentiel entre (S_1) et (S_2) est $X_2 - X_1$. Donc la capacité cherchée vaut :

$$C = \frac{q}{X_2 - X_1} \qquad (16)$$

CALCUL DE LA CHARGE PRISE PAR LA CALOTTE :

Elle est donnée par (15)

$$\rho(\theta) = R_2 \sin\theta$$

les coordonnées de M sont

$$\begin{cases} R_2 \cos\theta - a_2 \\ R_2 \sin\theta \end{cases}$$

si B est le centre du cercle orthogonal à (S_2) en M on a :

$$OB = d \operatorname{cotg} \frac{P}{k}$$

et on obtient la relation :

$$d \operatorname{cotg} \frac{P}{k} = \frac{a_2^2 - 2 a_2 R_2 \cos\theta + R_2^2 - d^2}{2 d R_2 \sin\theta}$$

soit :

$$P = k \cdot \operatorname{Arc\,cotg} \frac{a_2^2 - 2 a_2 R_2 \cos\theta + R_2^2 - d^2}{2 d R_2 \sin\theta}$$

d'où

$$\frac{dP}{d\theta} = k \frac{2 d R_2 \left[-2 a_2 R_2 \cos^2\theta + 2 R_2^2 \cos\theta - 2 a_2 R_2 \sin^2\theta \right]}{4 d^2 R_2^2 \sin^2\theta + (2 R_2^2 - 2 a_2 R_2 \cos\theta)^2}$$

en utilisant la relation (9) et en faisant dans

$$q = 2\pi\varepsilon \int_0^{\theta_m} R_2 \frac{dP}{d\theta} \sin\theta \, d\theta$$

le changement de variable $u = \cos\theta$, il vient :

$$q = 2\pi\varepsilon \int_1^{\cos\theta_m} \frac{-k d \cdot du}{u - \frac{a_2}{\sqrt{a_2^2 - d^2}}} = -2\pi\varepsilon k d \operatorname{Log} \left[u - \frac{a_2}{\sqrt{a_2^2 - d^2}} \right]_1^{\cos\theta}$$

$$q = 2\pi\varepsilon k d \operatorname{Log} \frac{1 - \frac{a_2}{\sqrt{a_2^2 - d^2}}}{\cos\theta - \frac{a_2}{\sqrt{a_2^2 - d^2}}} \qquad (17)$$

VALEUR DE LA CAPACITÉ : compte tenu de

$$a_1 = d \coth \frac{X_1}{k} \qquad a_2 = d \coth \frac{X_2}{k}$$

la différence de potentiel est : $X_1 - X_2$

$$X_2 - X_1 = k \left(\operatorname{arg\,coth} \frac{a_2}{d} - \operatorname{arg\,coth} \frac{a_1}{d} \right) \qquad (18)$$

en reportant (17 et (18) dans (16) on a

$$C = \frac{2\pi\varepsilon k \cdot \operatorname{Log} \left(\frac{1-\alpha}{\theta_m - \alpha} \right)}{k \left(\operatorname{arg\,coth} \frac{a_2}{d} - \operatorname{arg\,coth} \frac{a_2}{d} \right.}$$

Le résultat est donc

$$C = 2\pi\varepsilon \frac{\operatorname{Log} \left(\frac{1-\alpha}{\cos\theta_m - \alpha} \right)}{\operatorname{arg\,coth} \frac{a_2}{d} - \operatorname{arg\,coth} \frac{a_1}{d}}$$

$$\begin{cases} \alpha = \dfrac{a_2}{\sqrt{a_2^2 - d^2}} \\ a_2 - a_1 = x \\ \sqrt{a_1^2 - d^2} = R_1 \\ \sqrt{a_2^2 - d^2} = R_2 \end{cases}$$

RÉFÉRENCES

- 1 - LOW-G - Accelerometers await new ground and flight test developments.
Missiles and Rockets (7 décembre 1964).

- 2 - Benjamin LANGE - The drag-free satellite.
AIAA Journal (septembre 1964, p.1590-1606).

- 3 - P.J. GEARY - Magnetic and Electric Suspensions.
Sira research report R 314.

- 4 - S. EARNSHAW - On the nature of molecular forces.
Trans. Cambridge philosophical Society. Vol.7 - 1842 - p.97-112.

- 5 - Werner von BRAUNBEK - Freischwebende Körper im Elektrischen und magnetischen Feld. Zeitschrift für Physik. V 112 - 1939.

- 6 - Levi TONKS - Note on Earnshaw's theorem .
Electrical Engineering (mars 1960).

- 7 - H.W. KNOEBEL - The electric vacuum gyro.
Control Engineering - vol.11 n°2 - février 1964, p.70-73.

- 8 - AJZERMAN - La notion de stabilité intrinsèque des asservissements linéaires.
Traduit du Russe - Automatisme - T.4 - n°4 (avril 1961).

- 9 - W.R. SMYTHE - Static and dynamic electricity.
Mc Graw Hill.

-10 - T.L. FOLDVARI, K.S. LION - Capacitive transducers
Instruments and control systems, vol.37, p.77-85.

-11 - Chester SNOW - Formulas for computing capacitance and inductance.
NBS Circular 544 (10 septembre 1944).

-12 - M. DELATTRE et G. DUBOIS - Mise en place à l'O.N.E.R.A. d'une installation d'essai en impesanteur.
A paraître dans la Recherche aérospatiale.

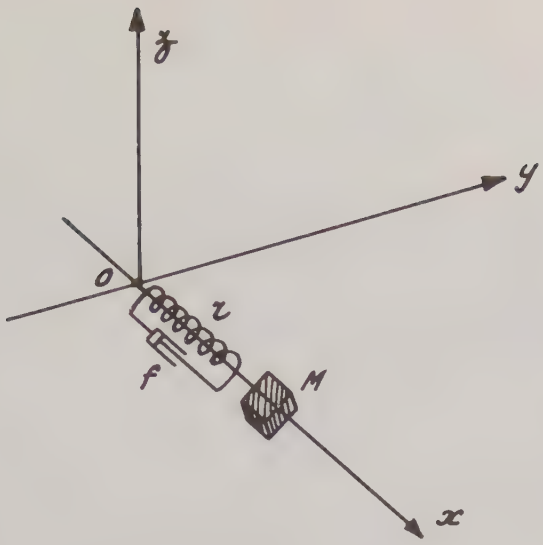


fig. 1.– Représentation schématique d'un accéléromètre uni-axe.

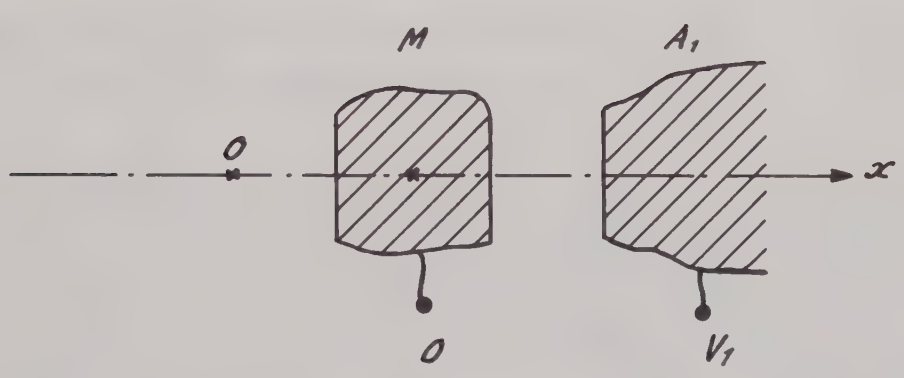


fig. 2.– Attraction électrique entre les conducteurs M et A1

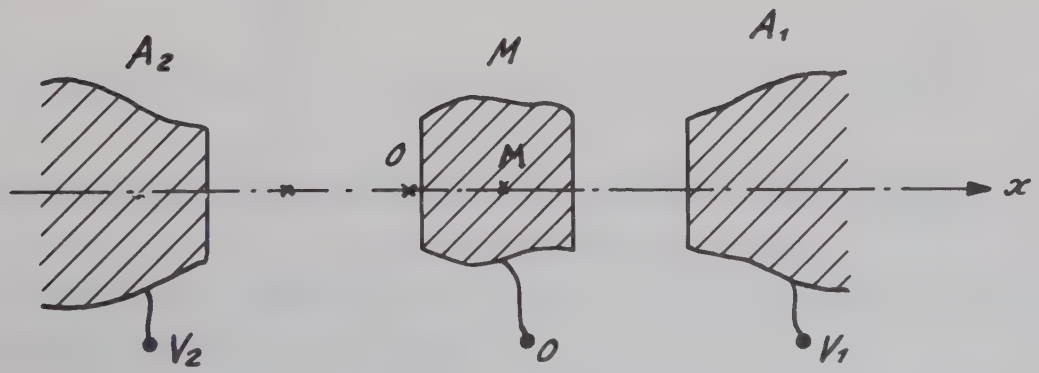


fig. 3.– Disposition créant les deux sens possibles de l'attraction.

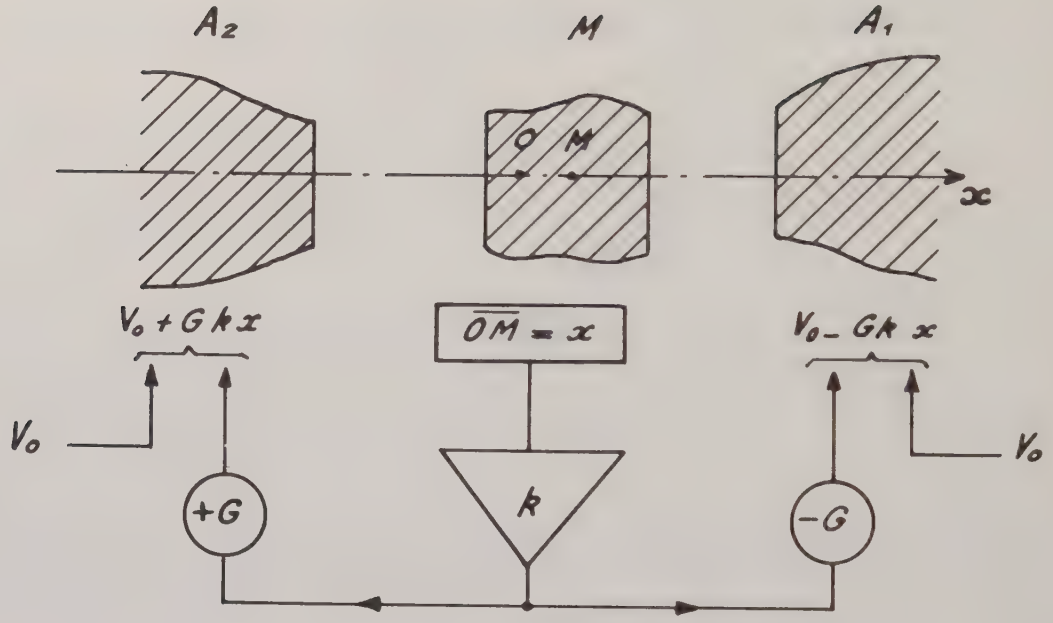


fig. 4 — Principe de la commande des tensions sur les conducteurs A_1 et A_2

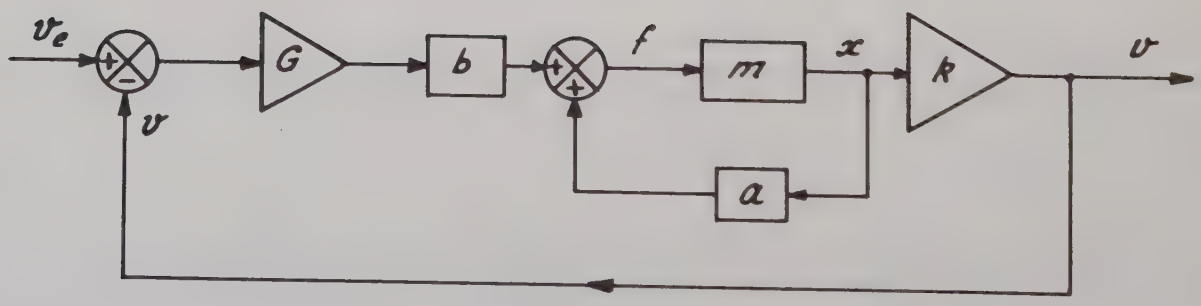


fig. 5 — Bloc-diagramme de l'asservissement de position de la masse de mesure.

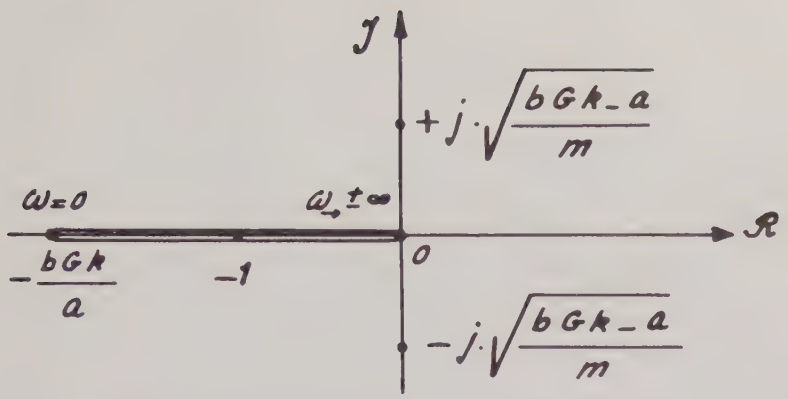


fig. 6 _ Pôles de la fonction de transfert en boucle fermée. Lieu de transfert de la boucle ouverte dans le plan de Nyquist.

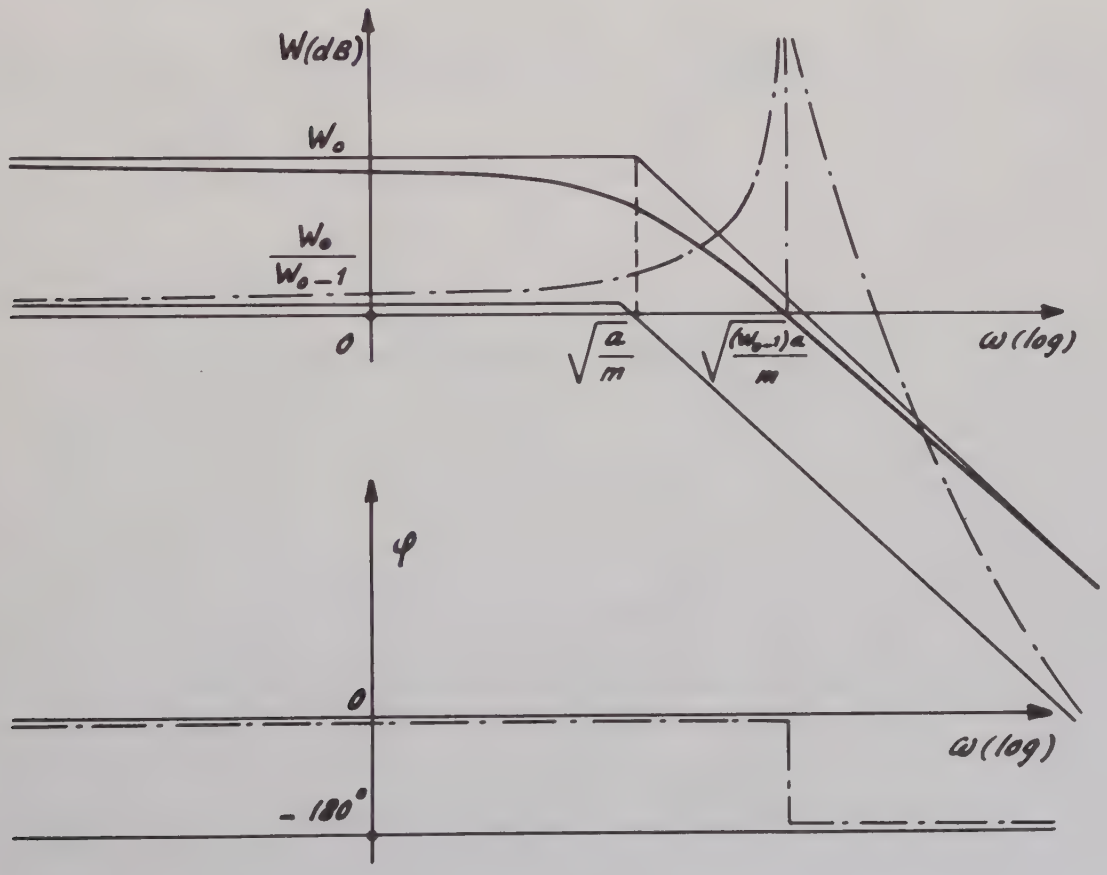


fig. 7 _ Diagrammes schématiques donnant l'amplitude et la phase de la fonction de transfert.

chaîne ouverte ————

chaîne fermée ——·——

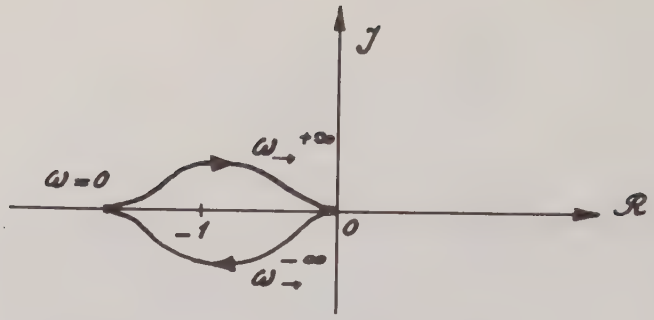


fig. 8 — Allure du lieu de Nyquist du système pratique.
(F.T. de la boucle ouverte.)

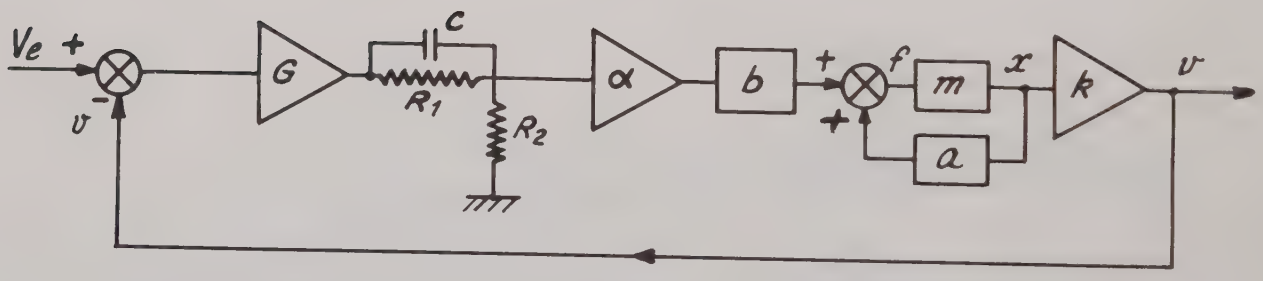


fig. 9 — Chaîne d'asservissement corrigée.

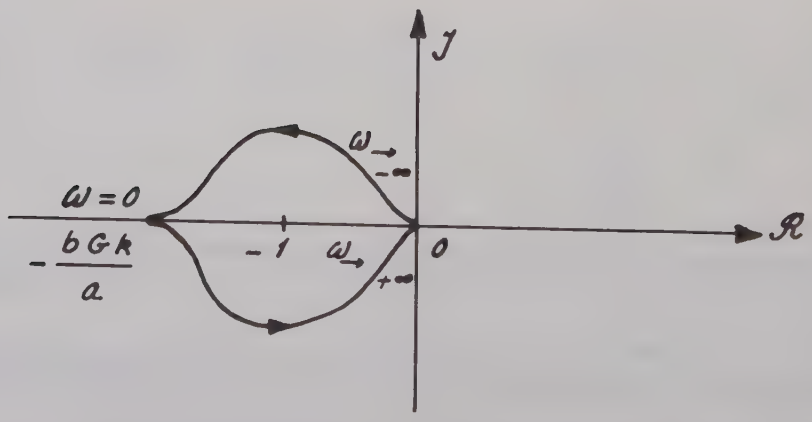


fig. 10 — Allure du lieu de Nyquist du système corrigé.

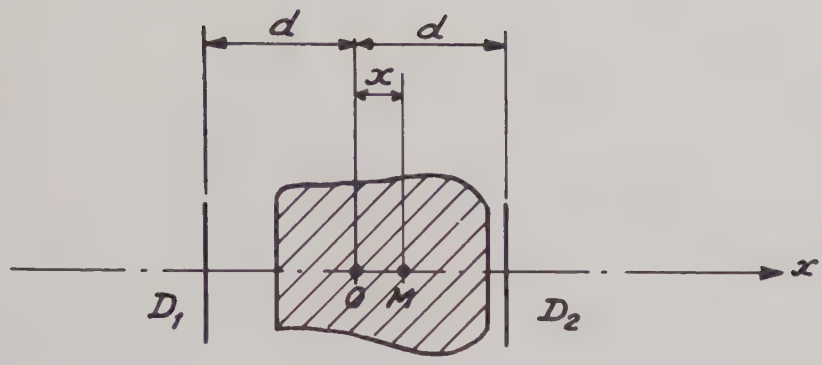


fig. 11 — Les condensateurs D_1 et D_2 ont des armatures planes de surface S.

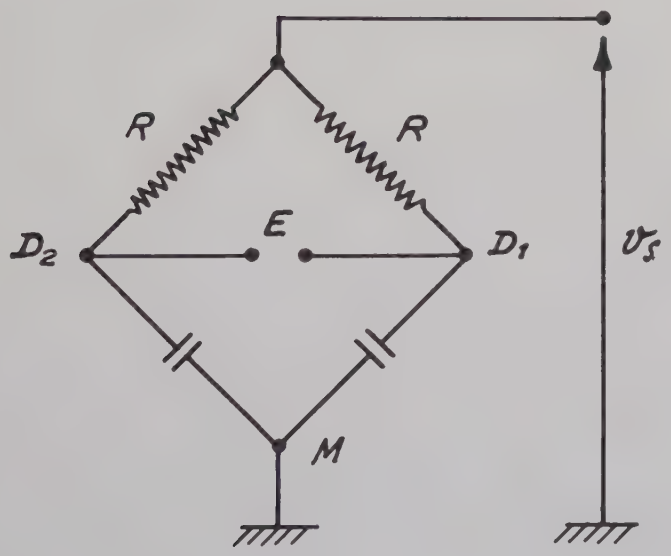


fig. 12 — Montage différentiel des condensateurs D_1 et D_2

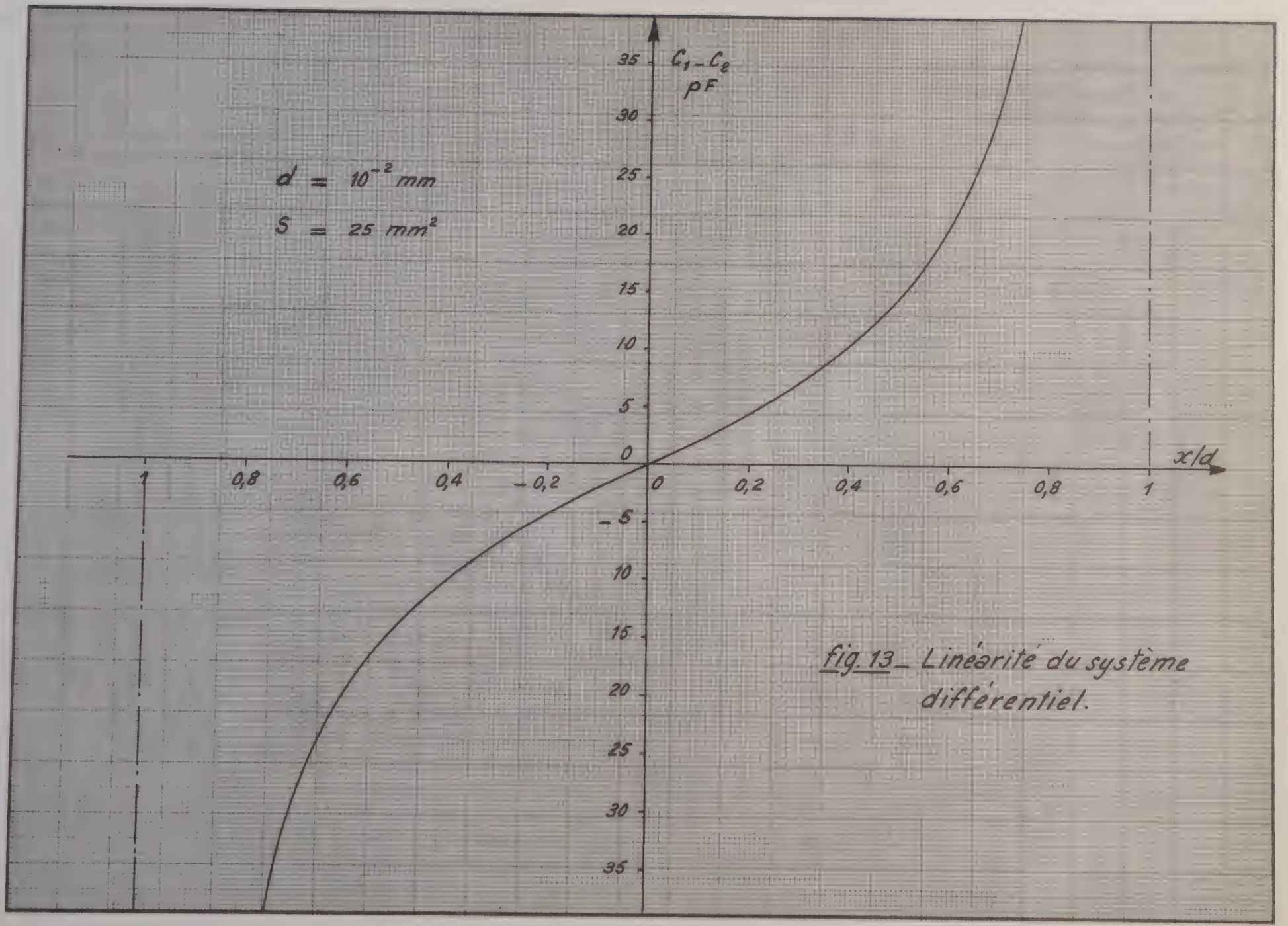


fig. 13 – Linéarité du système différentiel.

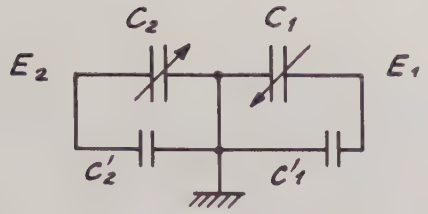


fig. 14 – Position des capacités parasites

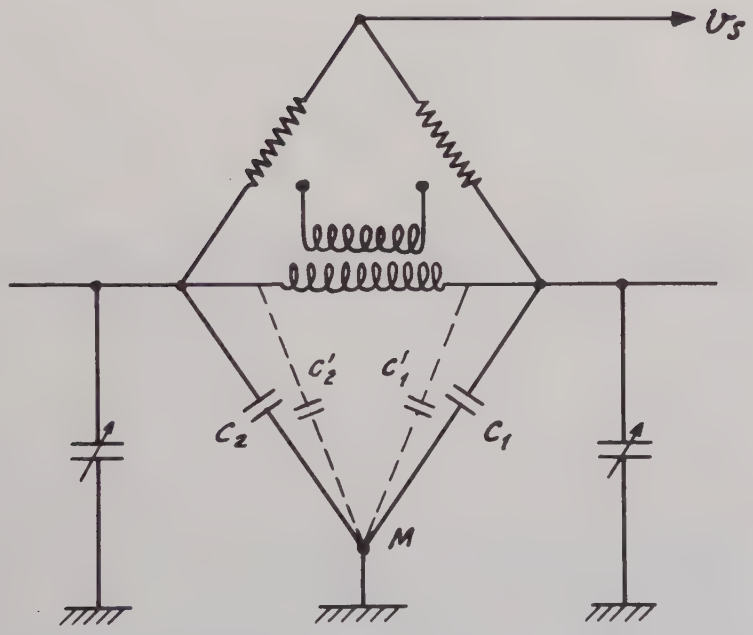


fig. 15 – Répartition des capacités

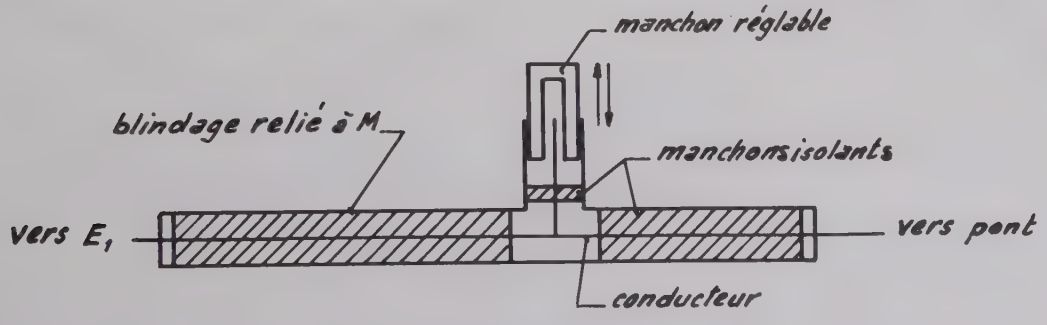


fig. 16 – Principe d'une liaison à capacité réglable.

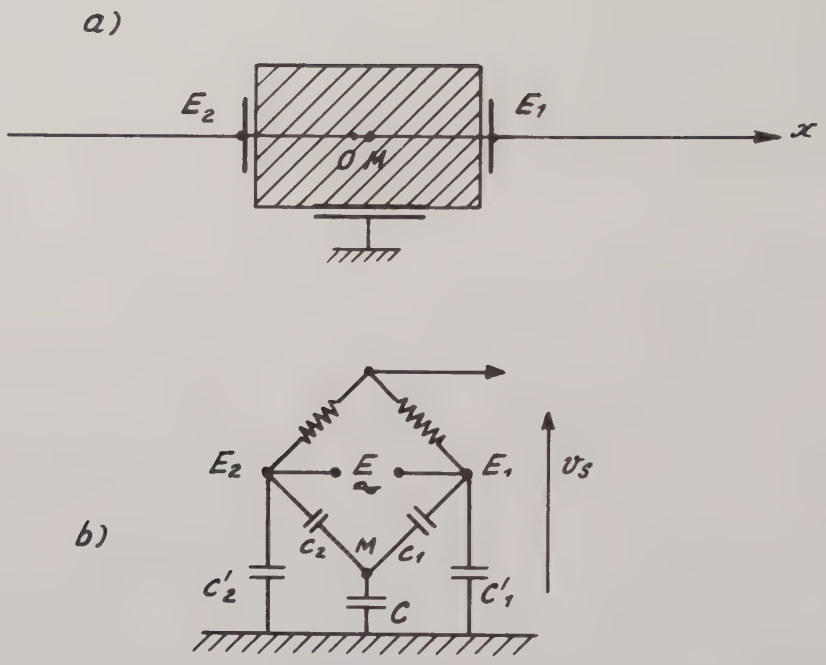


fig. 17_ Liaison de M à la masse électrique.

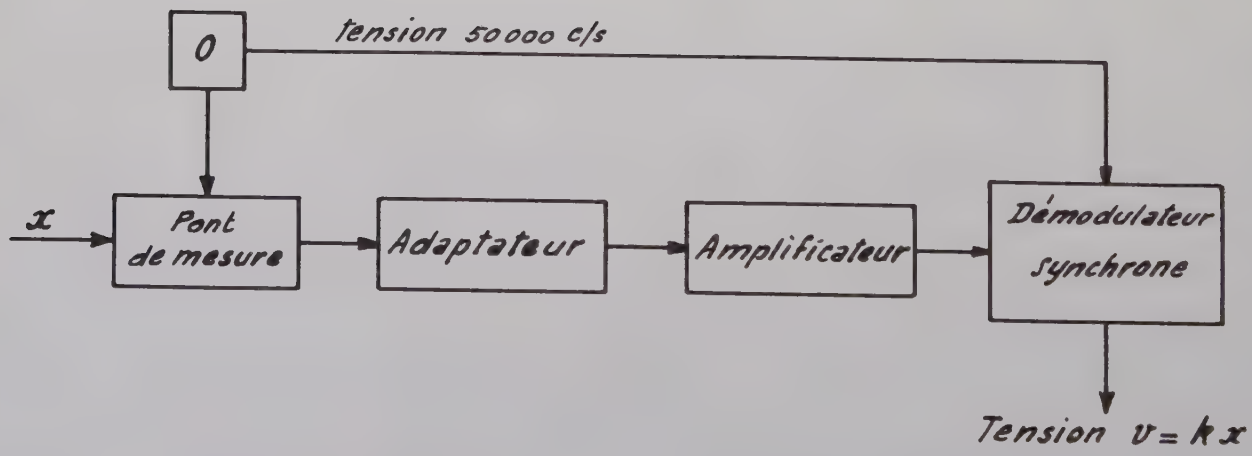


fig. 18_ Chaîne de mesure.

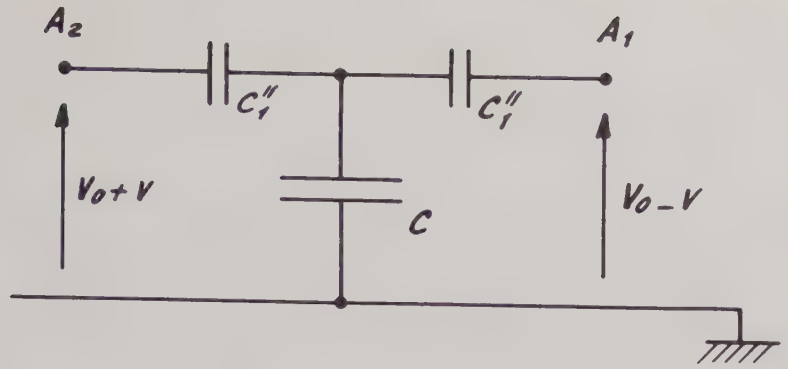


fig. 19_ Tensions exerçant les forces sur M.

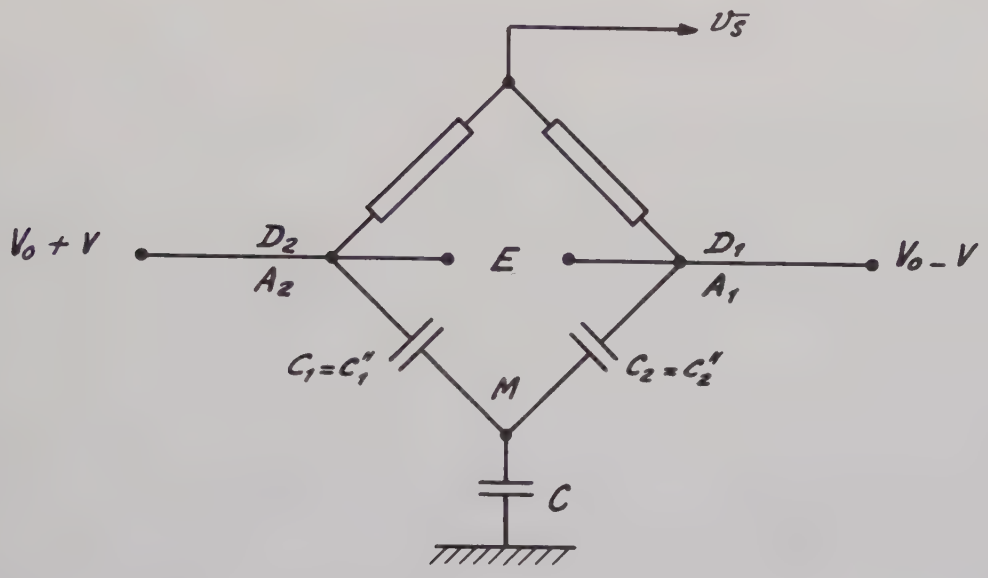


fig. 20_ Superposition des conducteurs de détection et d'action.

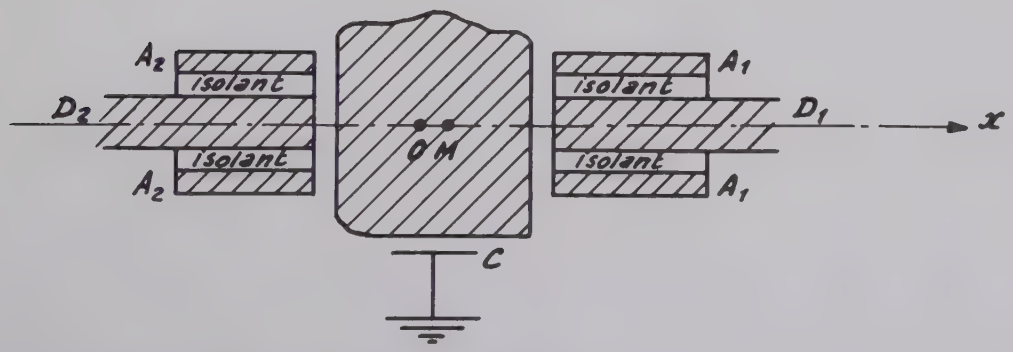


fig. 21_ Séparation des deux couples de conducteurs_électrodes.

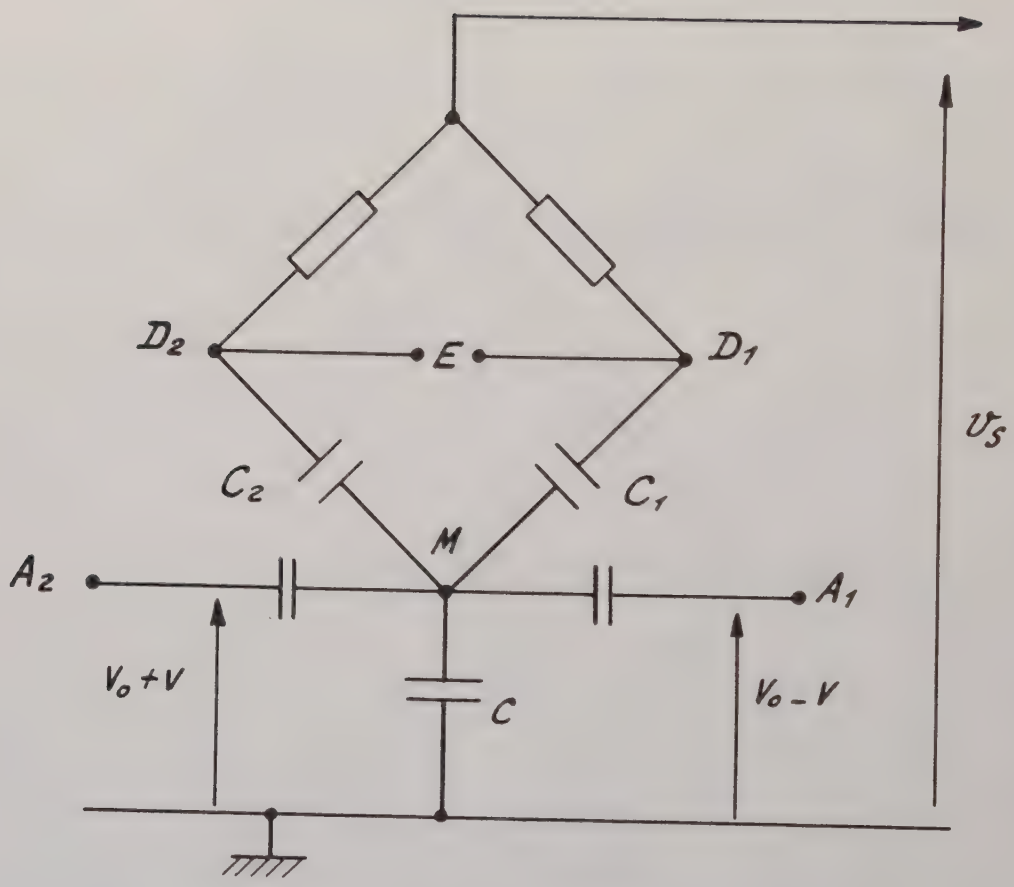


fig. 22 – Les tensions de détection et les tensions d'action sont séparées.

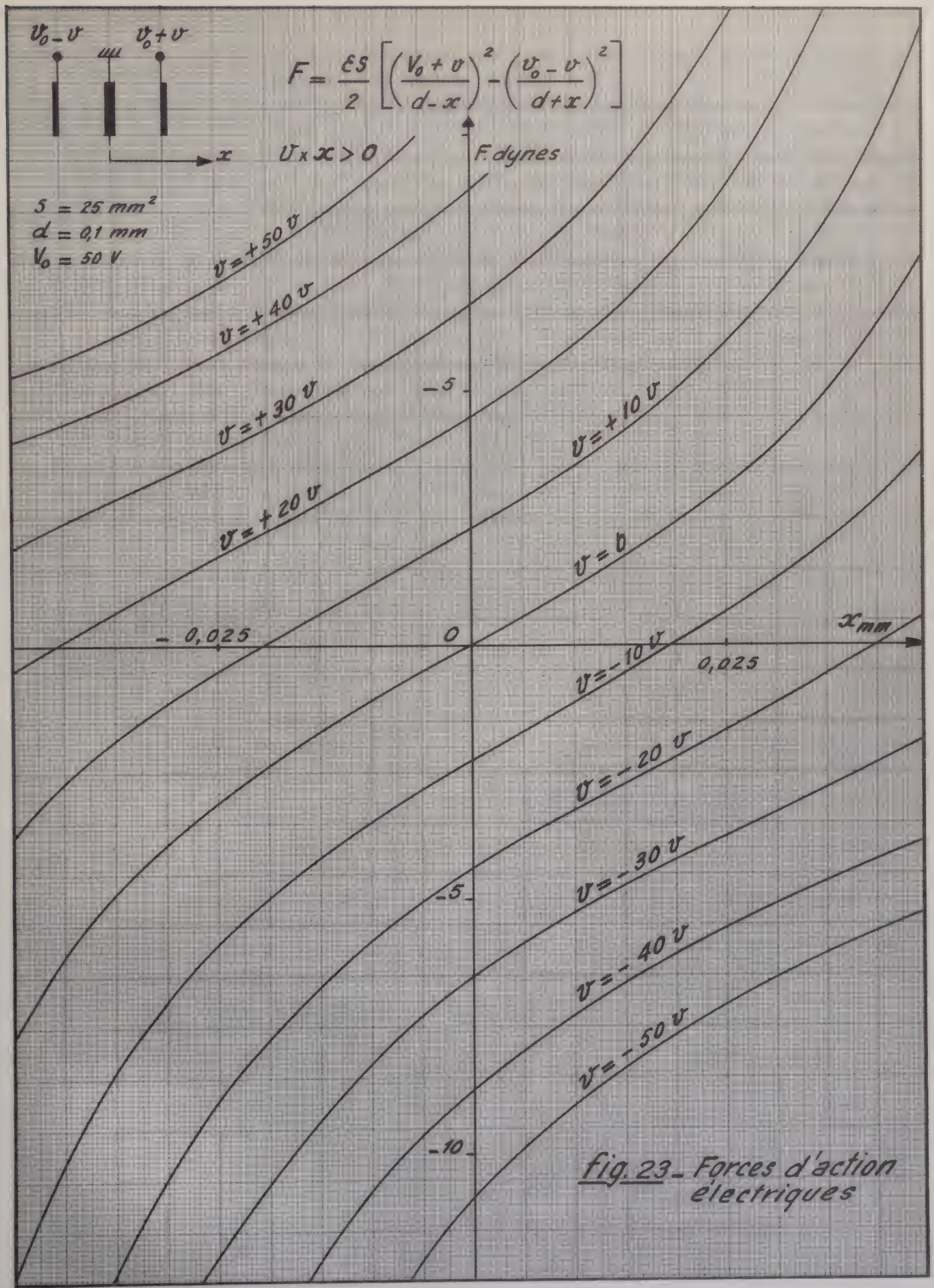


fig. 23 – Forces d'action électriques

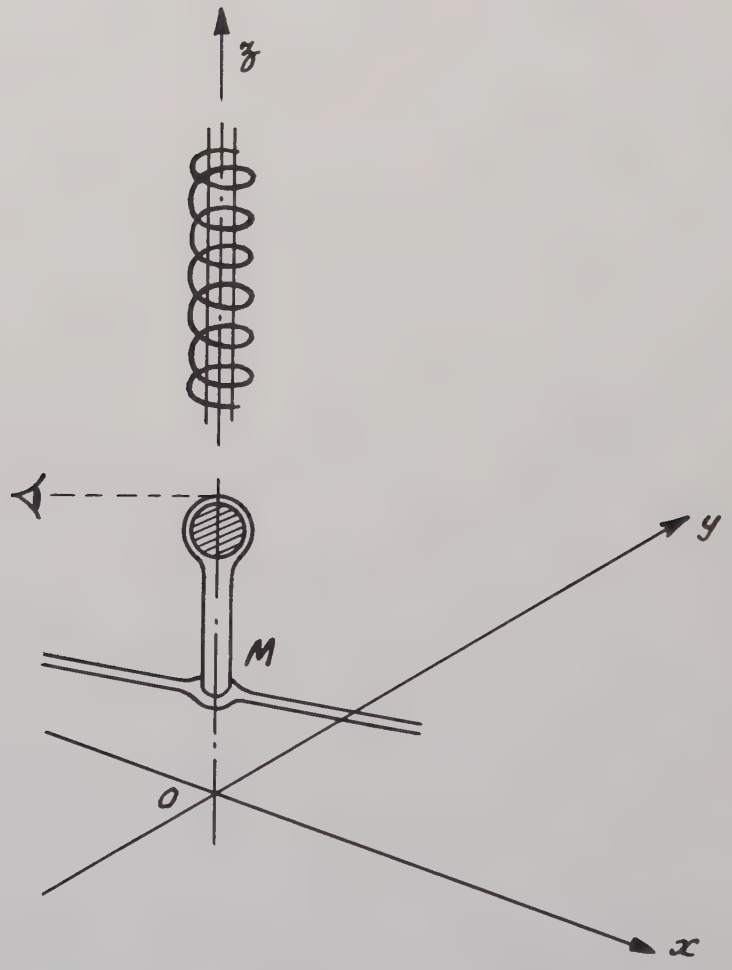
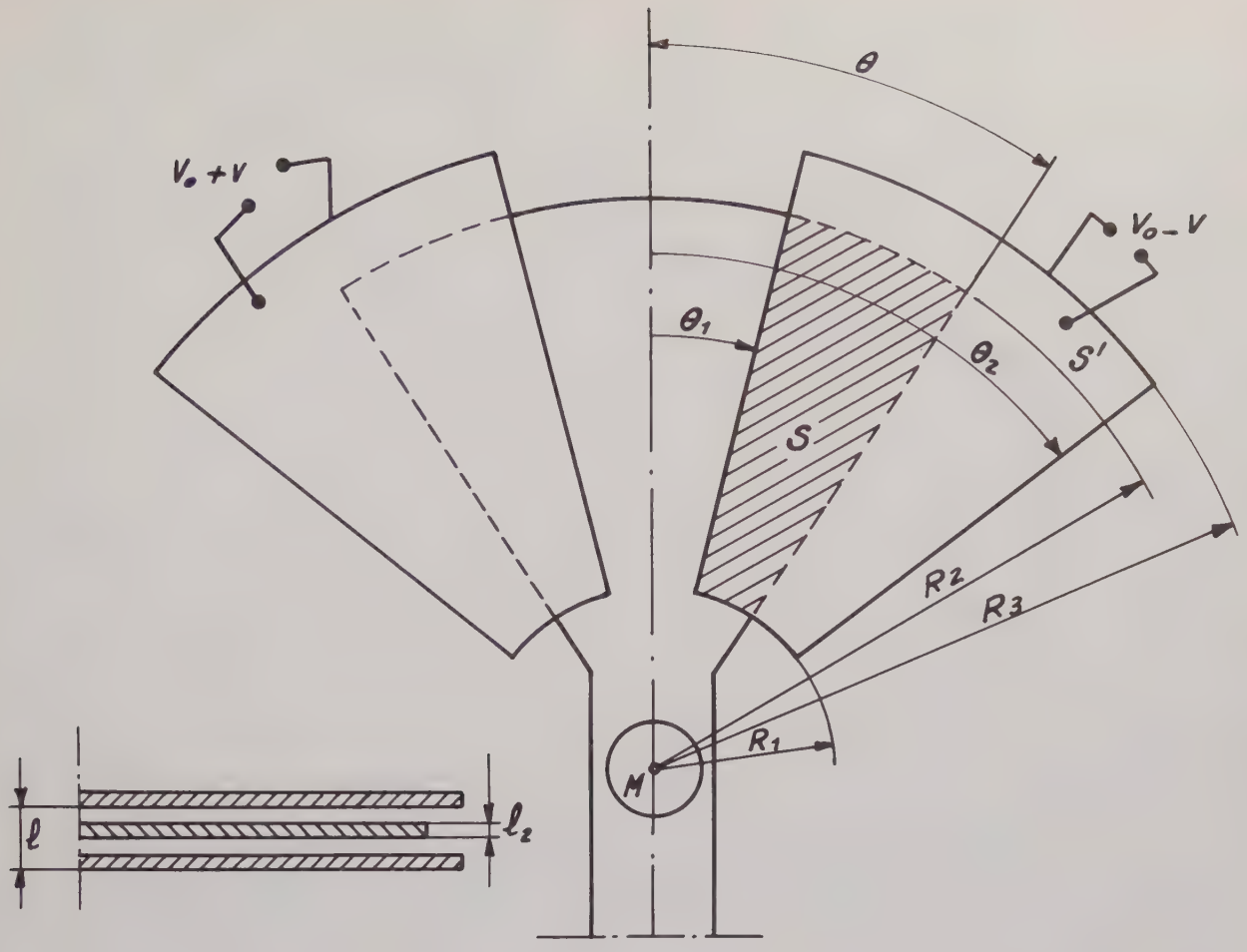


fig. 24 – Suspension de la masse de mesure avec un degré de liberté (rotation)



$\theta_2 - \theta_1 = \frac{\pi}{4}$ $R_2 \simeq R_3 = 120\ mm$ $R_1 = 40\ mm$ $l_1 = l - l_2$ $C_0 = 12{,}9\ pF$

fig. 25.- Système à variation dielectrique.

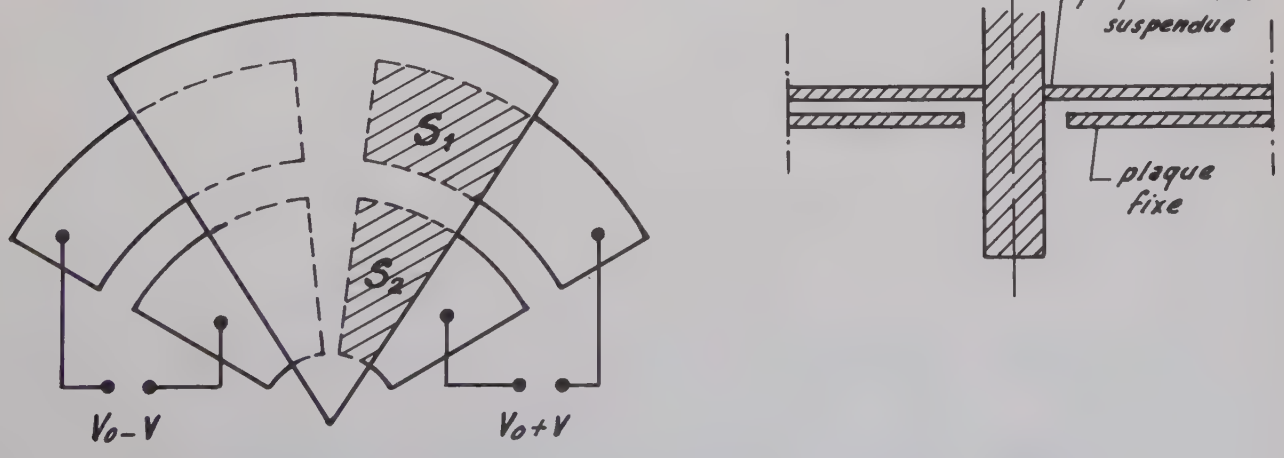


fig. 26 – Système à variation de surface.
La plaque mobile est un circuit imprimé.

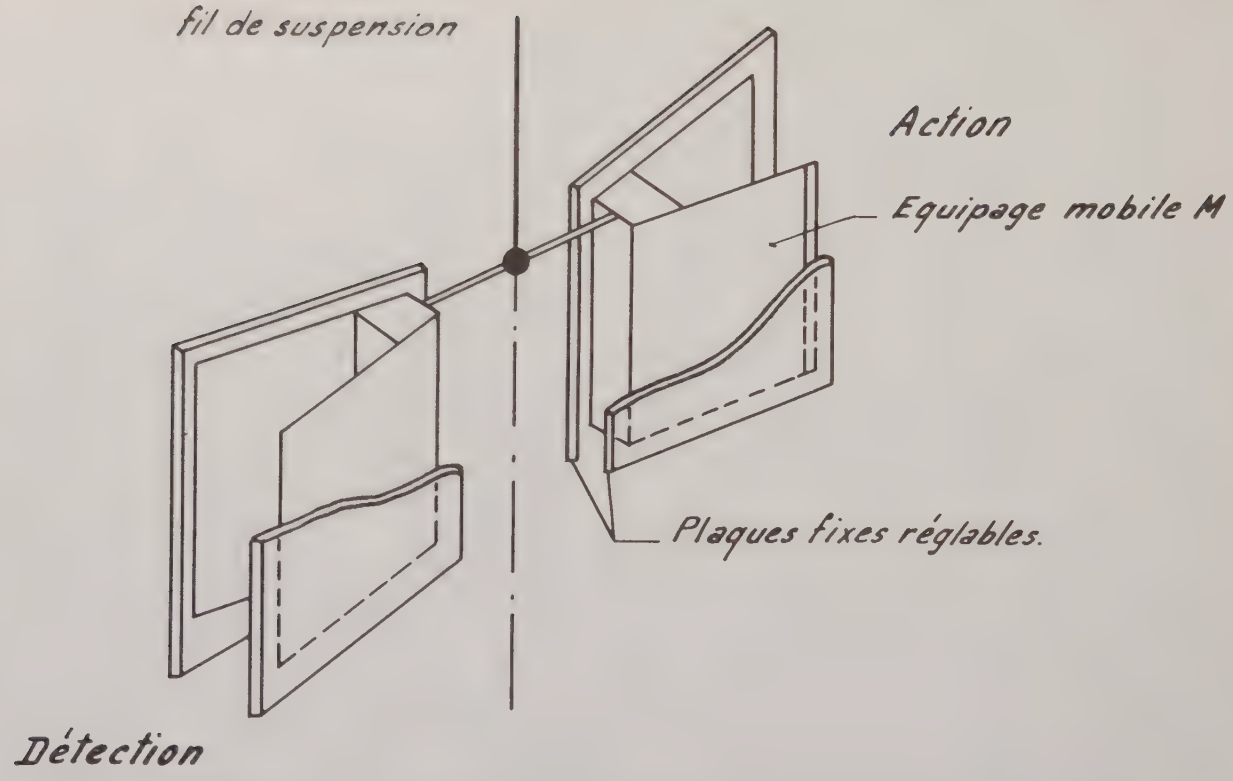


fig. 27. — Système à variation d'entrefer.
Ce dispositif est suspendu dans une cloche à vide.

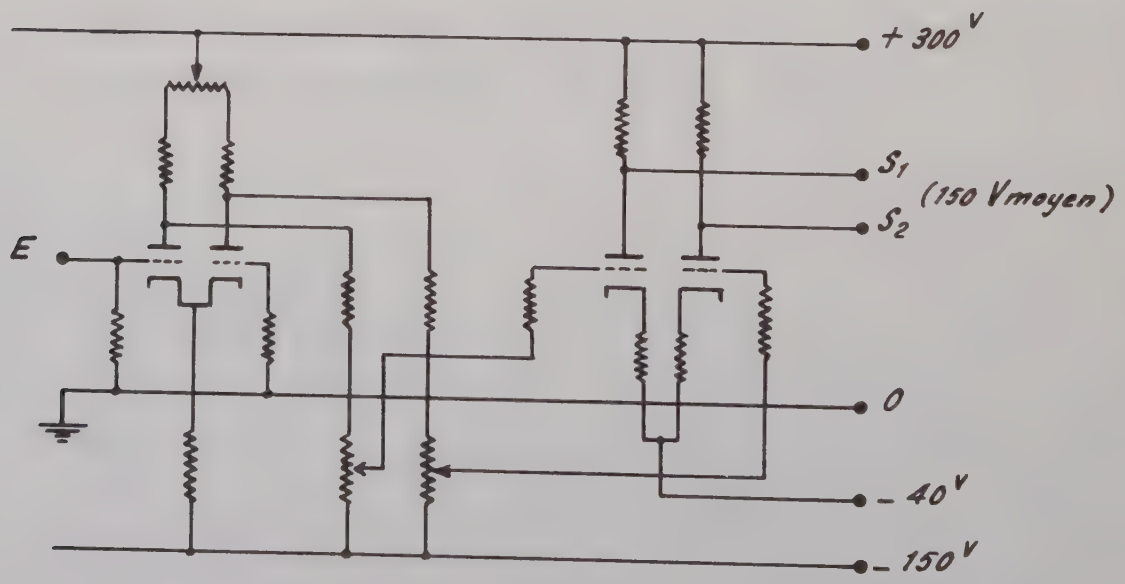


fig. 28. — Etages d'amplification des tensions d'action.

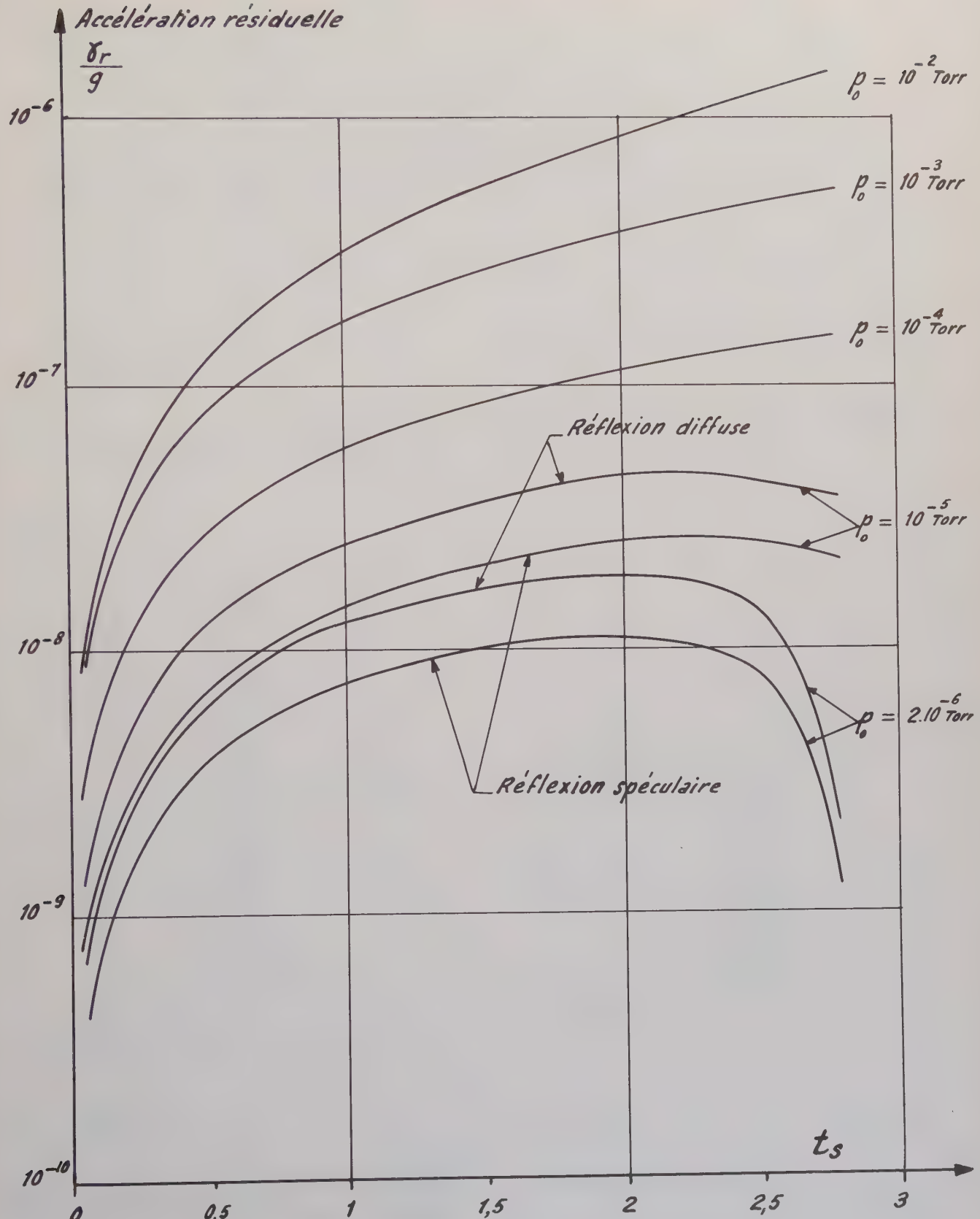
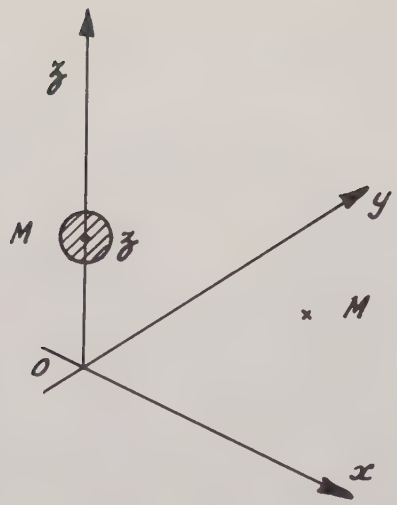


fig. 29. — Famille de courbes $\frac{\gamma_r}{g} = f(t)$ à $p_o = C^{te}$



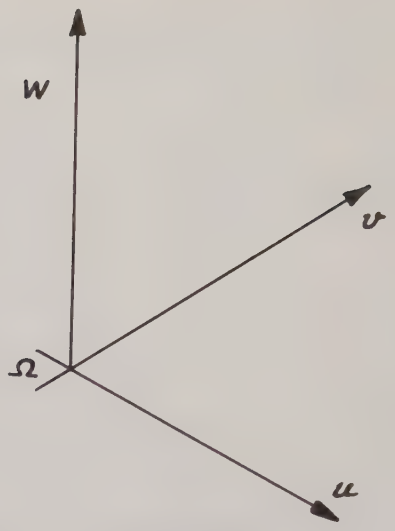


fig. 30. — Oz et Ω w sont verticaux et ascendants. Oxyz est en translation dans Ω u v w parallèlement à Ω w. Ω u v w est lié à la terre.

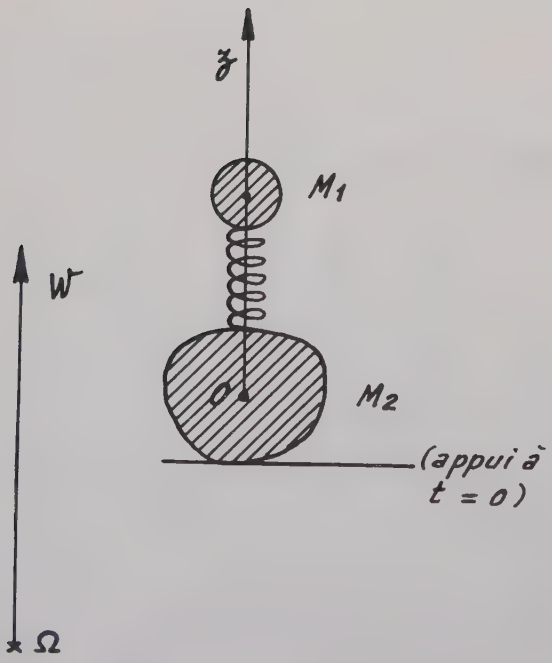


fig. 31.a) On introduit une liaison élastique entre Oxyz et la masse de mesure.

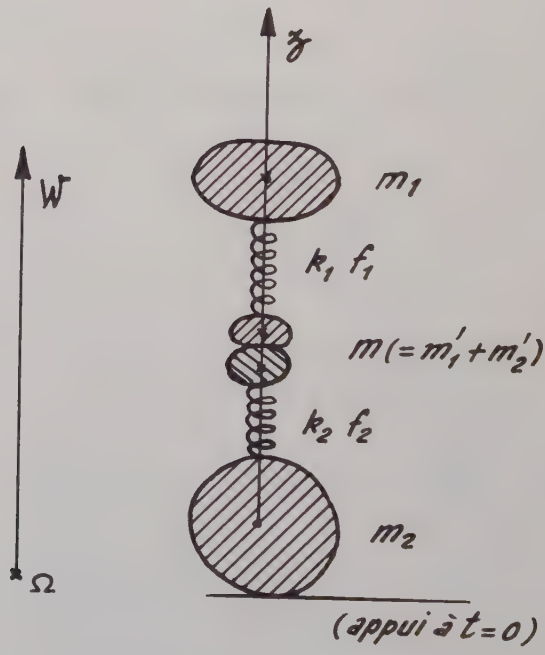
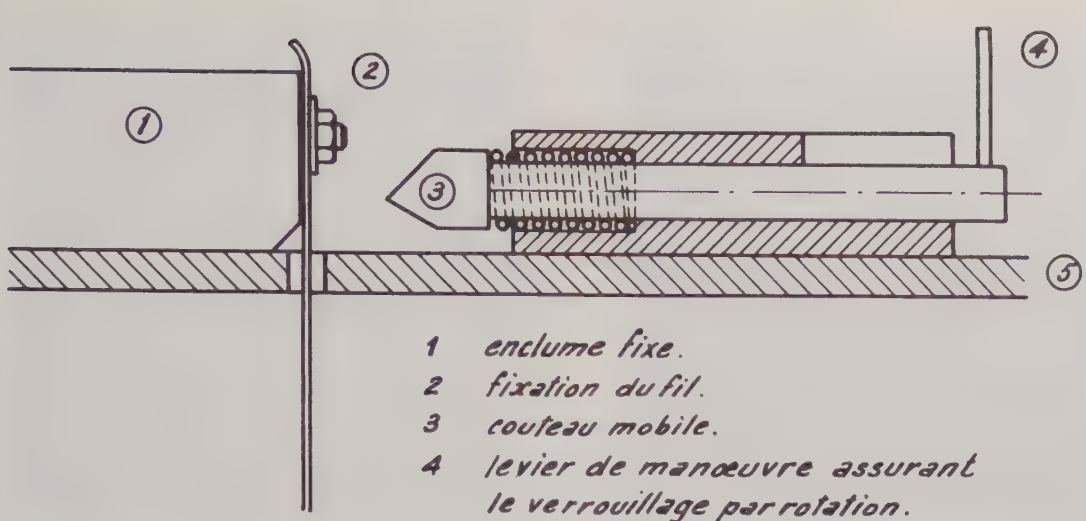
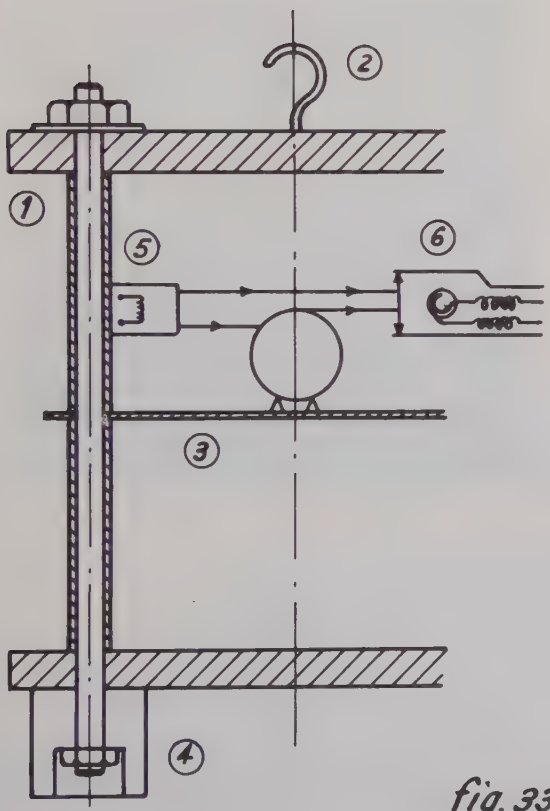


fig. 31.b). Représentation schématique des deux corps déformables.



1 enclume fixe.
2 fixation du fil.
3 couteau mobile.
4 levier de manœuvre assurant le verrouillage par rotation.
5 poutre de fixation.

fig. 32.— Suspension et coupure du fil.

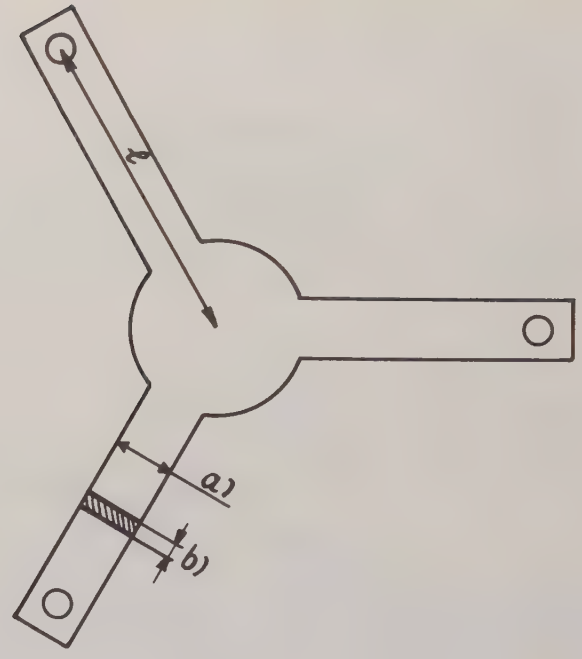


1 tige et entretoises de fixation (3 à 120°).
2 crochet de fixation du fil.
3 lame élastique.
4 bloc amortisseur.
5 projecteur.
6 concentration du faisceau lumineux sur la photodiode.

fig. 33 a). Vue partielle de la nacelle expérimentale.

Lame flexible
support de sphère.

fig. 33. b)



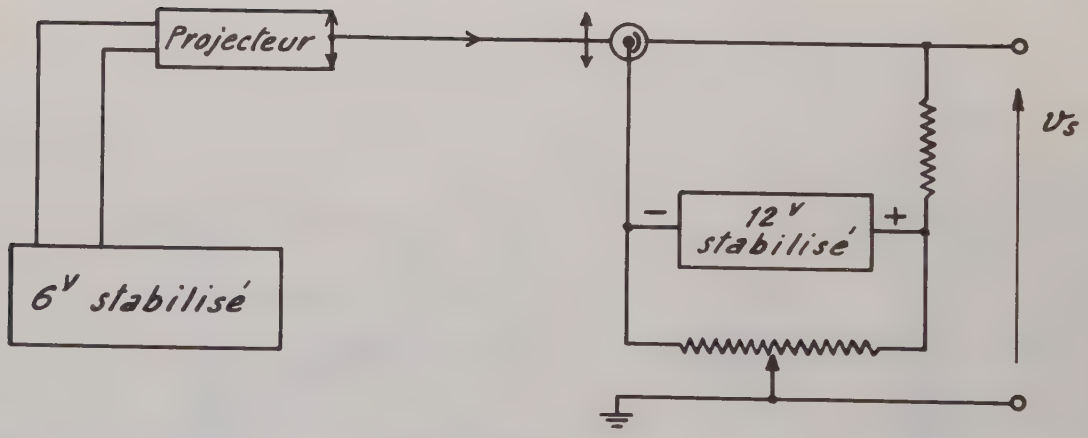
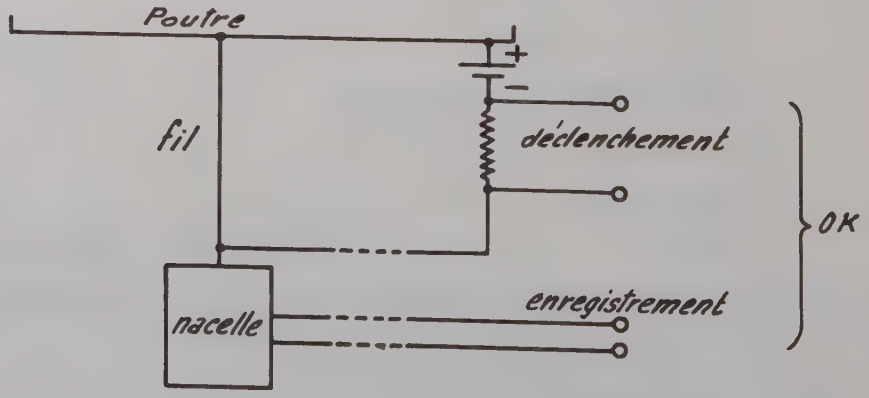
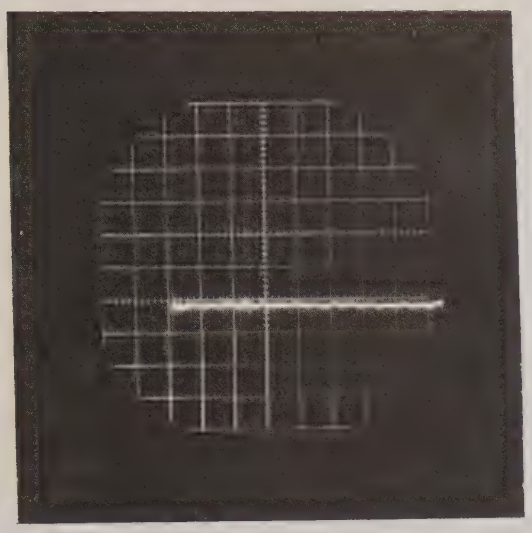


fig. 34. — Montage photoélectrique : les variations du courant dans la photodiode sont traduites par la variation de V_s.

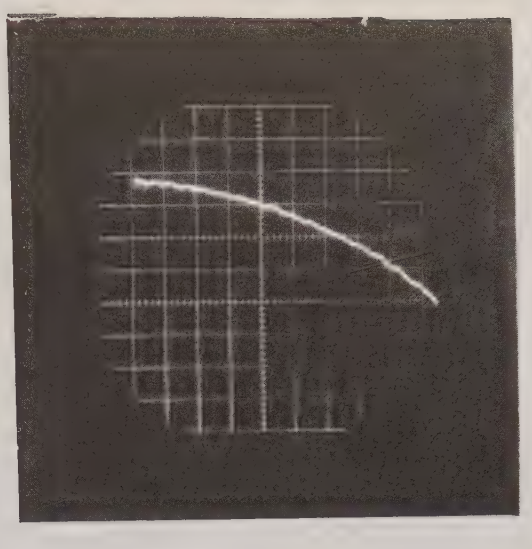
fig. 35. — La coupure du fil interrompt le circuit de la pile et provoque l'échelon de déclenchement.





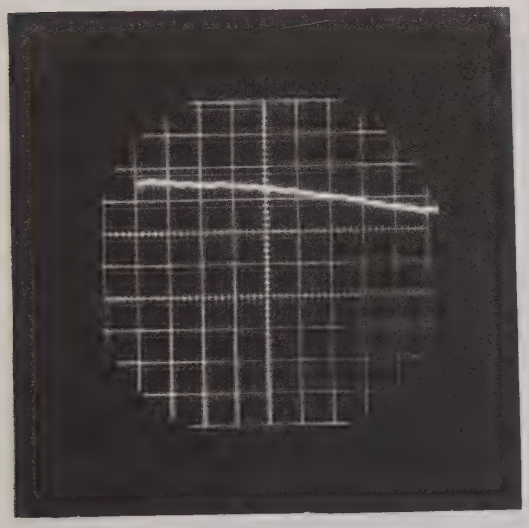
(1)

Sphère collée



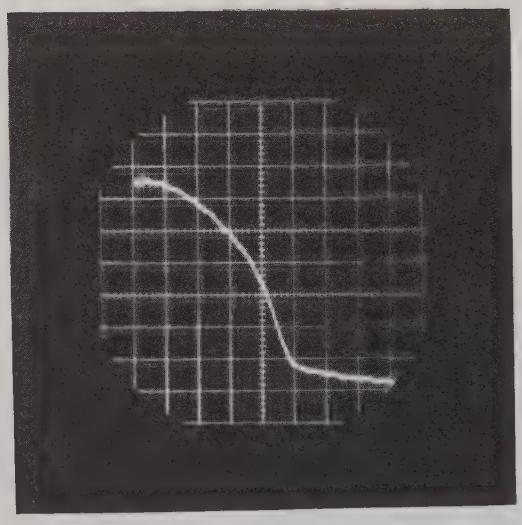
(2)

Sphère 30 g
lame : b = 1 mm



(3)

Sphère 7 g
lame : b = 1 mm



(4)

Sphère 30 g
lame : b = 0,5 mm

fig. 36. – Enregistrement de la tension de sortie représentant le mouvement de la sphère dans le repère $oxyz$ lié à la nacelle
Vitesse de défilement : 20 ms par carreau.
Echelle des longueurs : 0,5 mm par carreau.

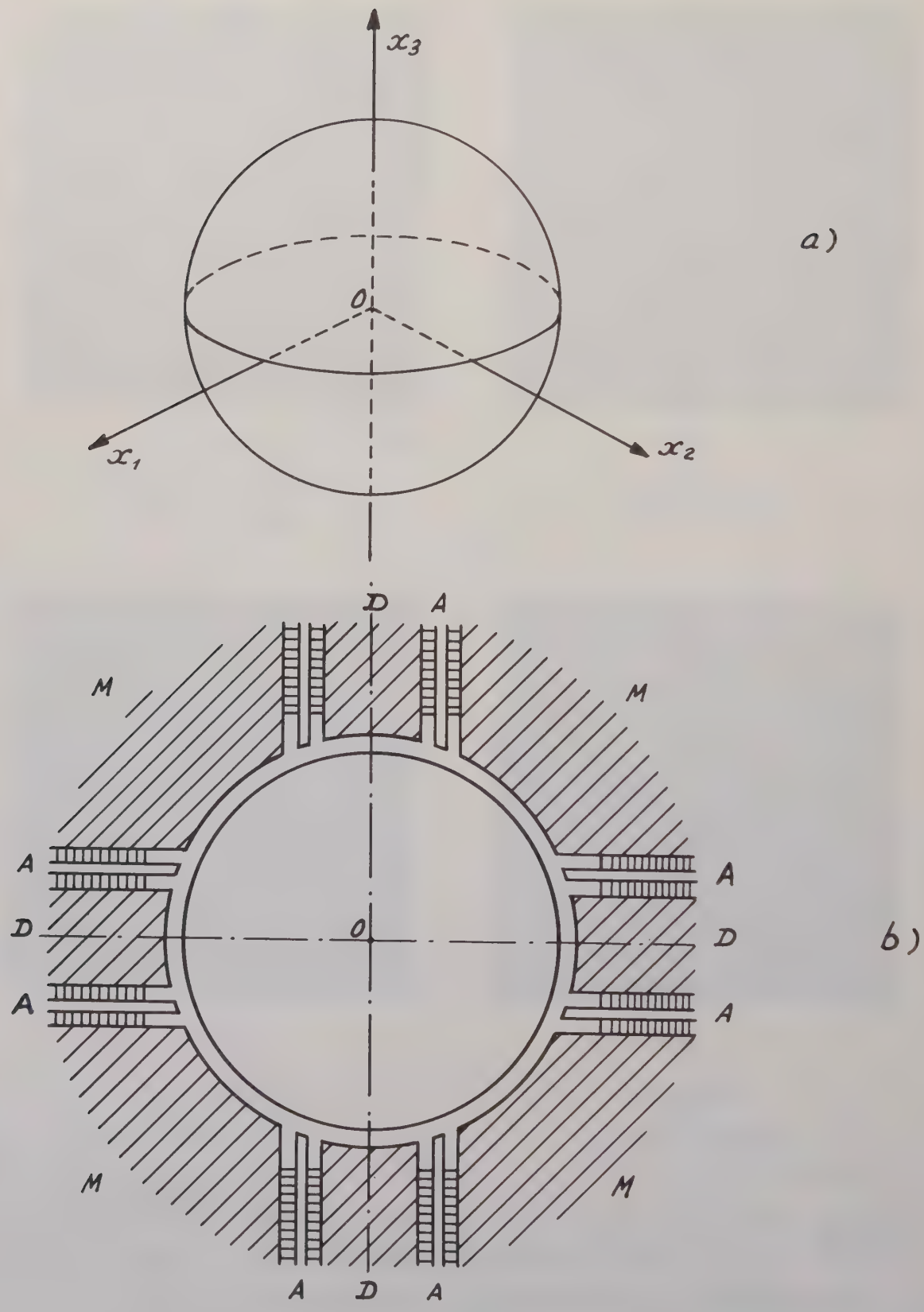


fig. 37 – a) Disposition du système d'action triaxe.
b) Coupe suivant les plans $x_1 0 x_2$, $x_2 0 x_3$, $x_1 0 x_3$.

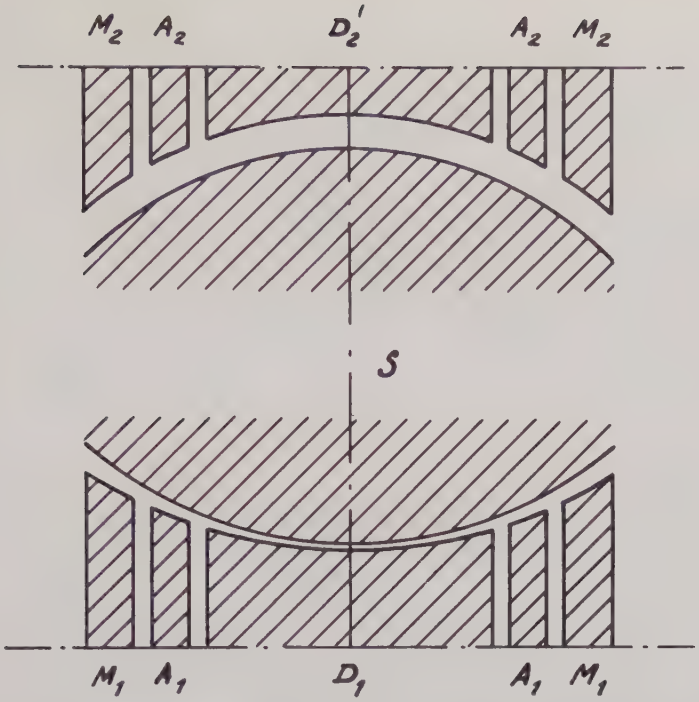


fig. 38. a) _ Position relative de la sphère de mesure et des électrodes pour la mesure des entrefers.

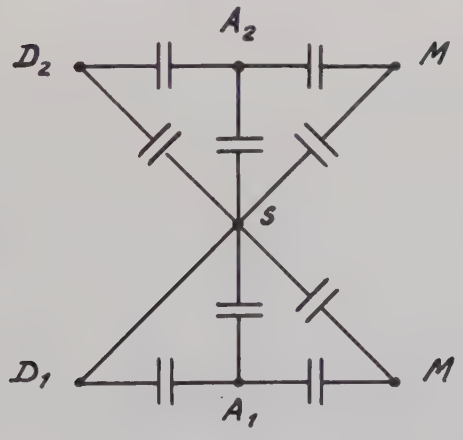


fig. 38. b) _ Réseau de capacité à travers lequel est faite la mesure.

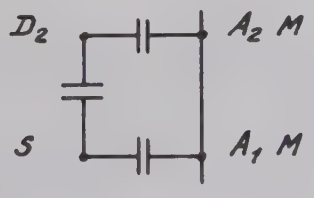


fig. 38. c) _ On relie les points A_1 A_2 et M par un court circuit.

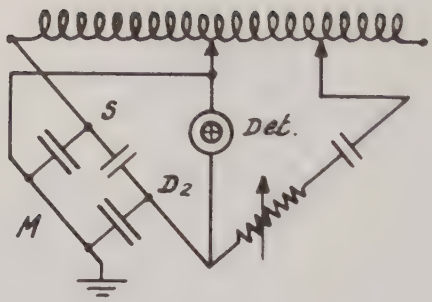


fig. 39 – Mesure "in situ" de la capacité $C_S D_2$

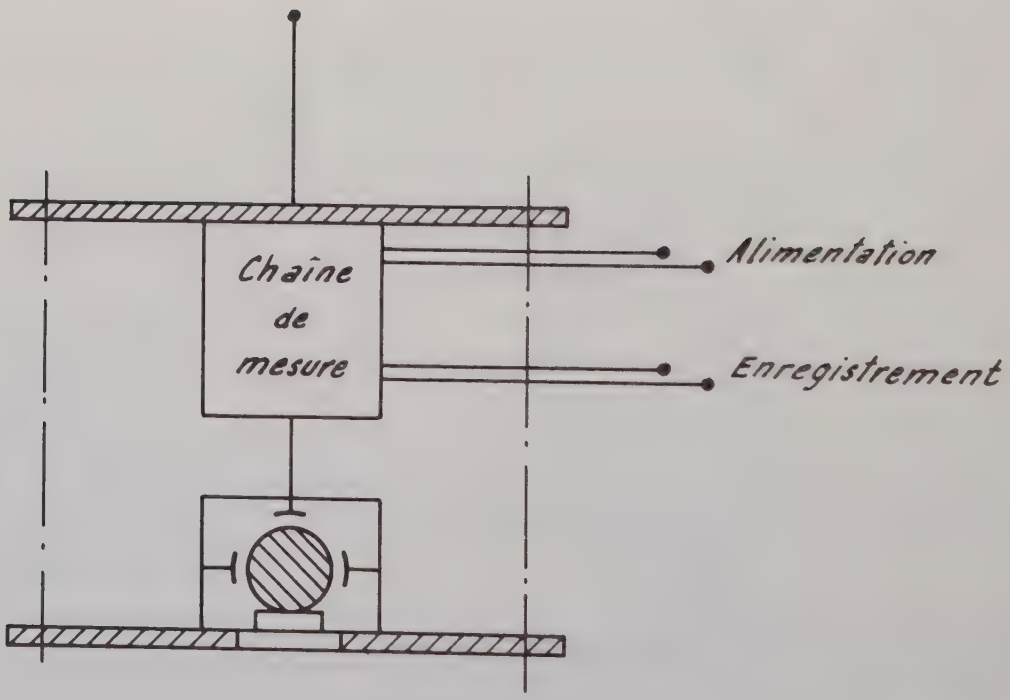
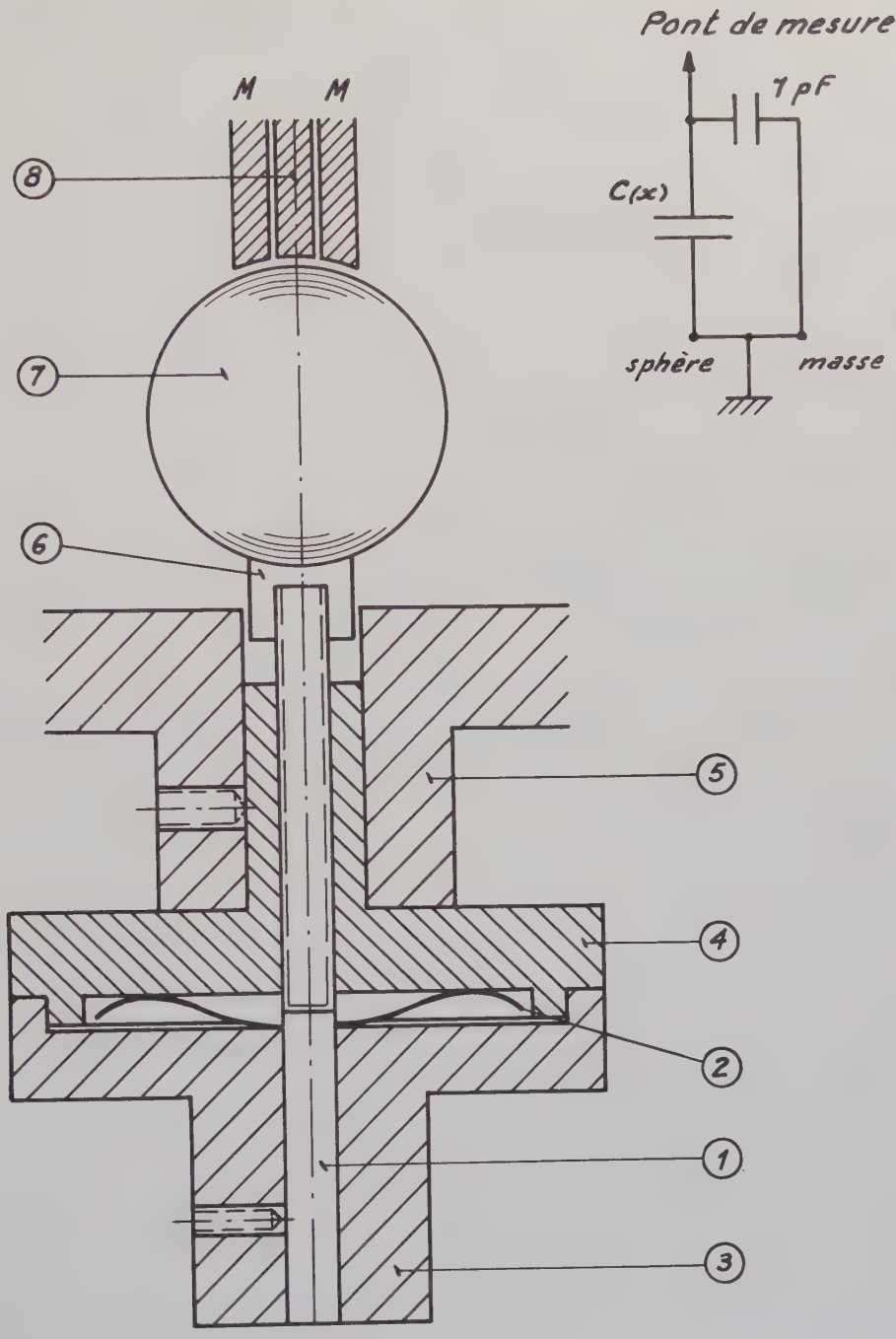


fig. 40 – Dispositif d'étude du régime transitoire.



(1) vis micrométrique.
(2) rattrapage de jeu.
(3) tambour solidaire de la vis et gradué.
(4) tambour fixe solidaire du bâti porte-électrode (5) et portant un repère.
(6) appui de la sphère solidaire de la vis.
(7) sphère de mesure.
(8) électrode de mesure.

7 et 8 sont reliés électriquement.

fig. 41 - Dispositif à vis pour l'étalonnage

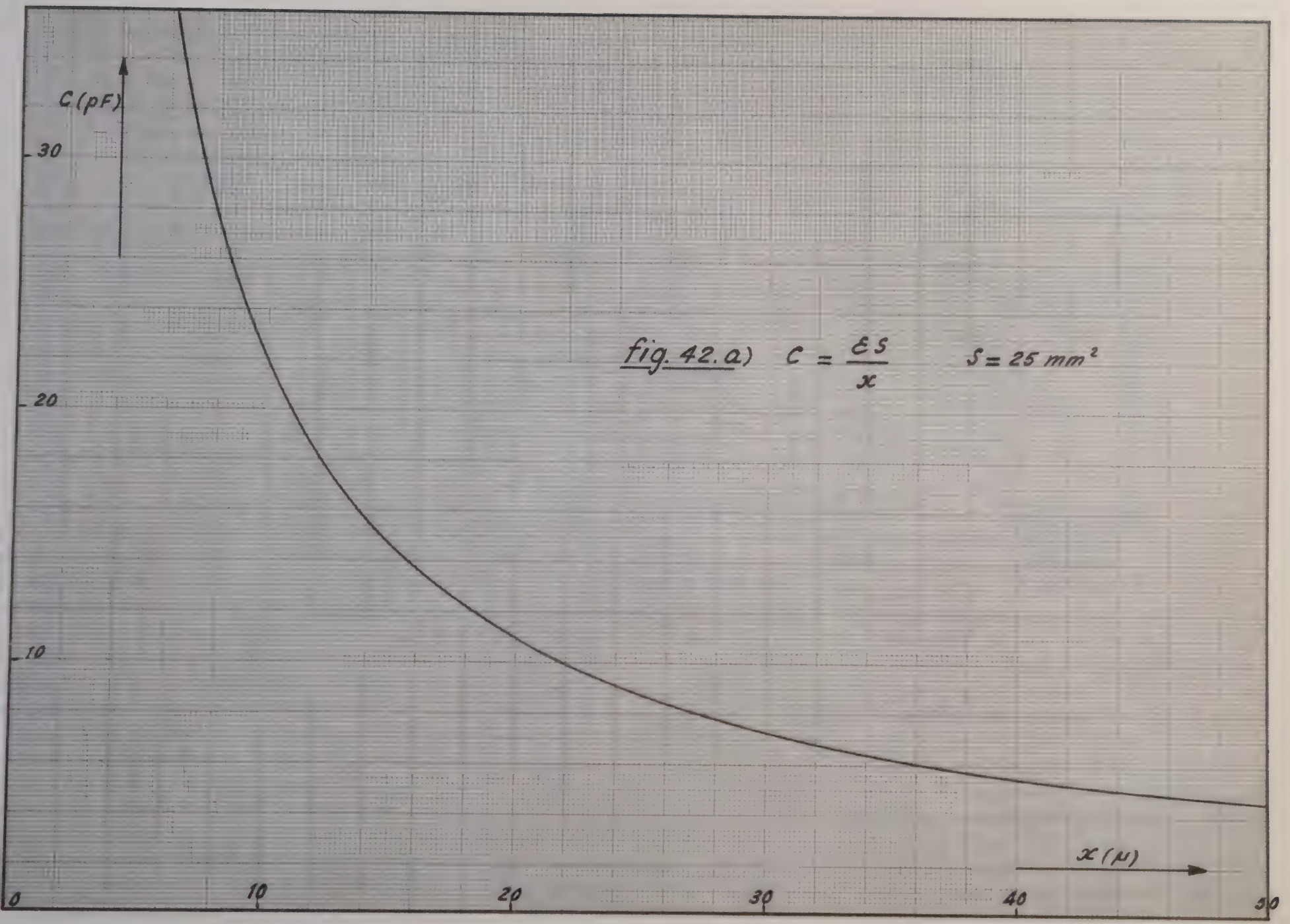
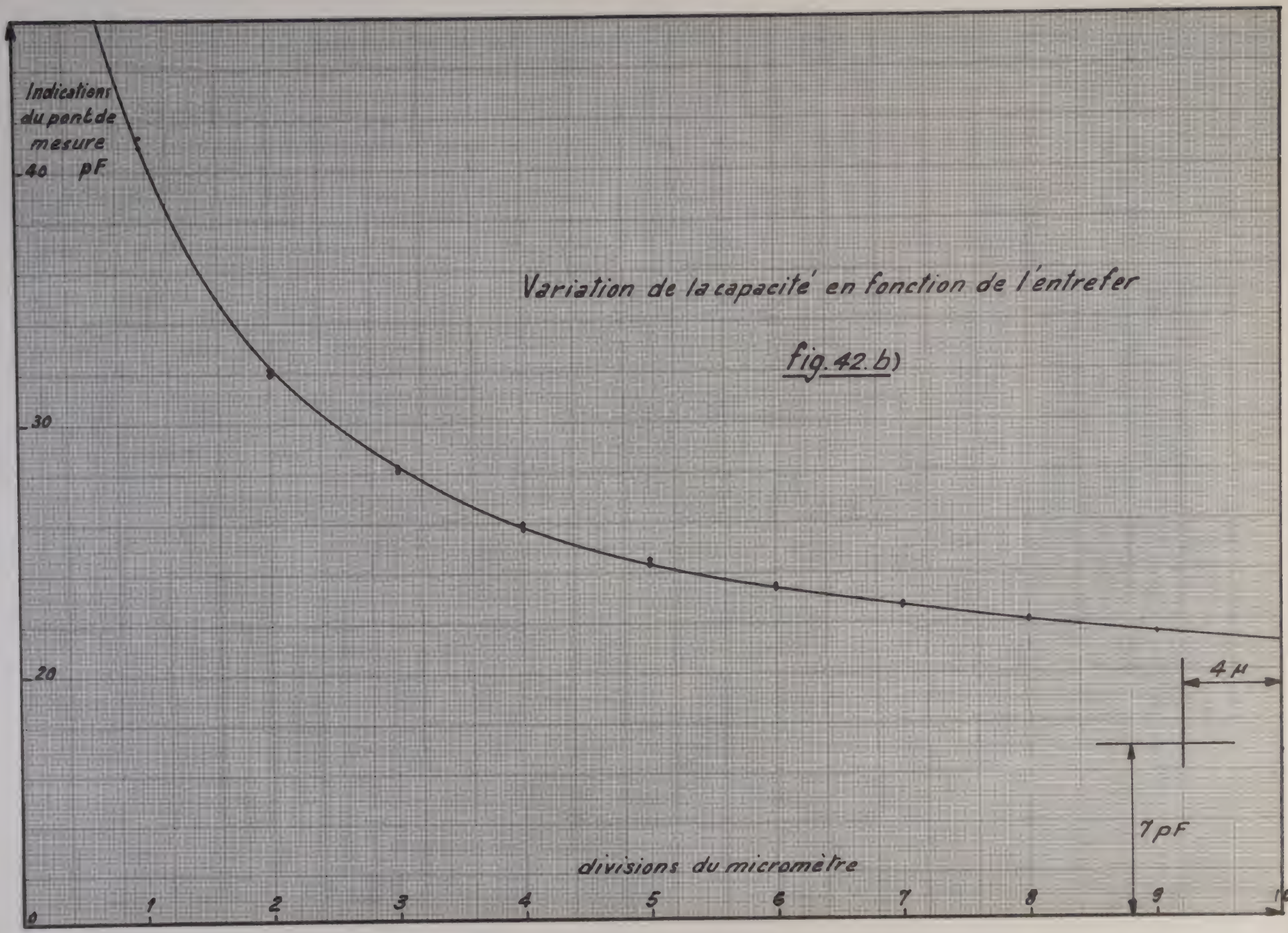
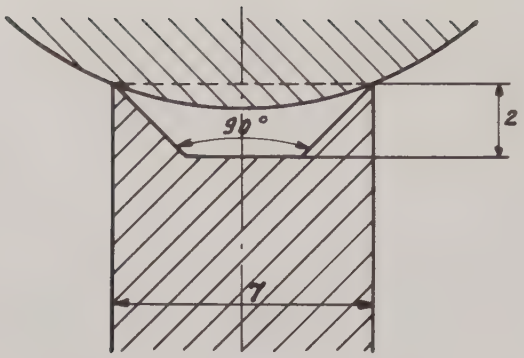


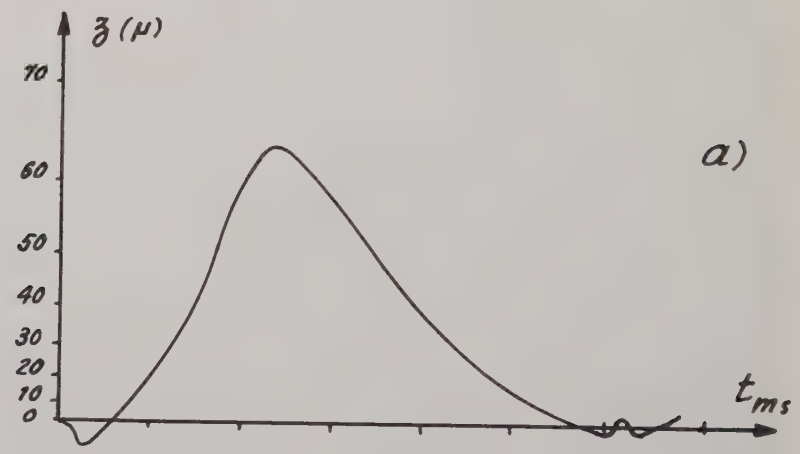
fig. 42.a) $C = \frac{\varepsilon S}{x}$ $S = 25\ mm^2$


Indications du pont de mesure
40 pF
30
20
Variation de la capacité en fonction de l'entrefer
fig. 42. b)
4 μ
7 pF
divisions du micromètre
0
1
2
3
4
5
6
7
8
9
10



Appui en laiton pour la sphère de mesure

fig. 43



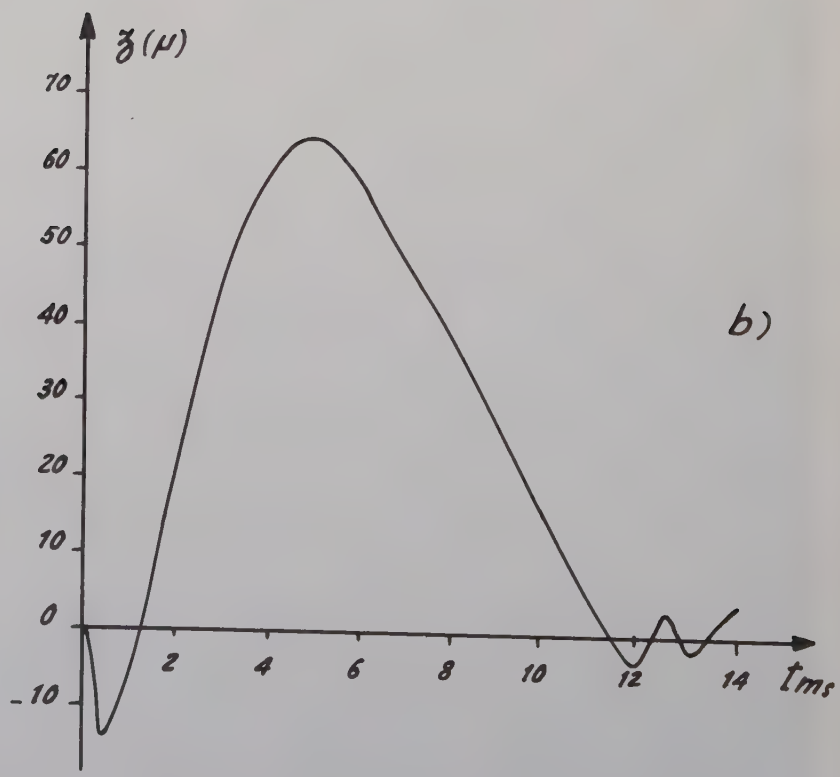


fig. 44

a) Relevé de l'oscillogramme noter la non linéarité du détecteur capacitif.
b) Trajectoire avec une échelle linéaire.
La vitesse de départ est : 2,5 cm/s

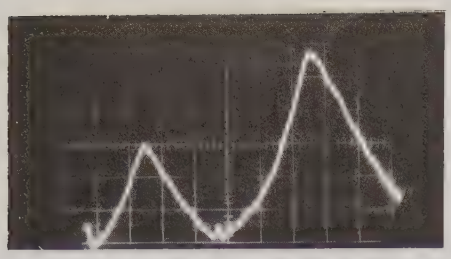
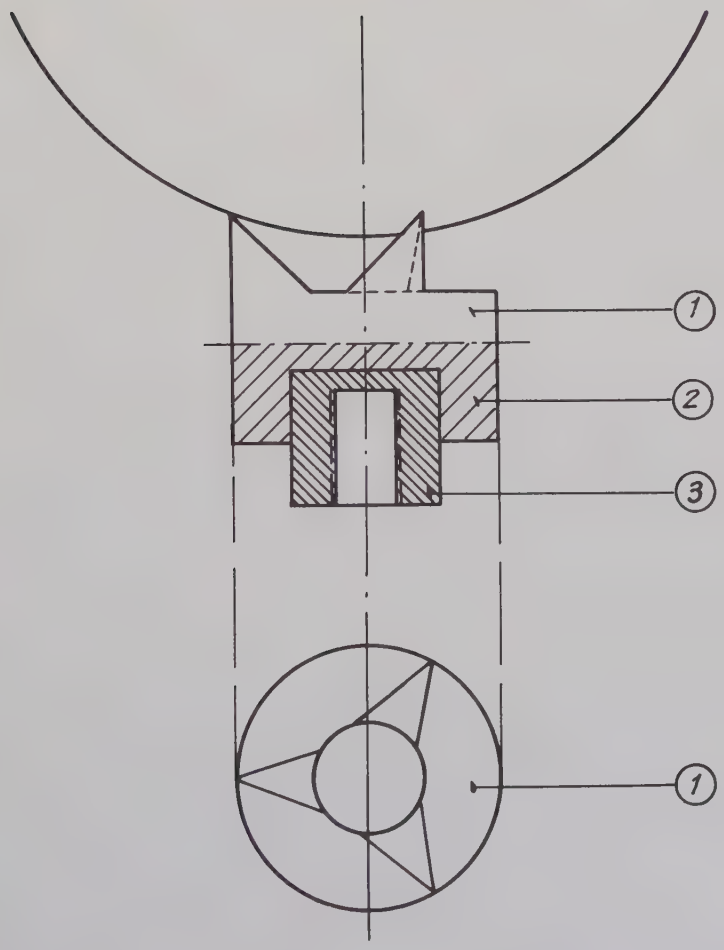
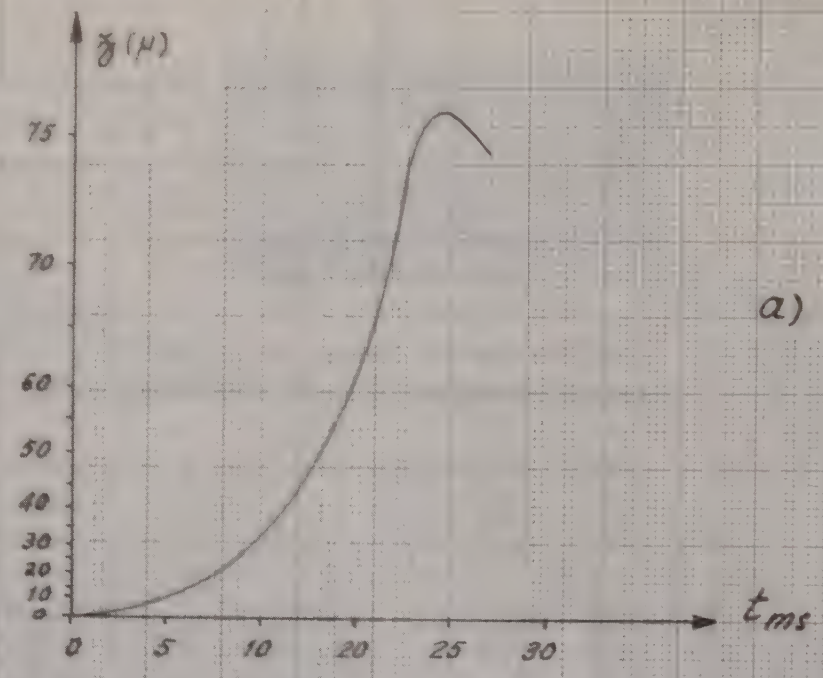


fig. 45 _ Réflexions et chocs de la sphère en différents points de l'électrode.



① Vues des pointes supportant la sphère.
② Coupe de la partie inférieure de l'appui.
③ Manchon isolant recevant la vis micrométrique.

fig. 46 _ Appui en laiton à trois pointes.



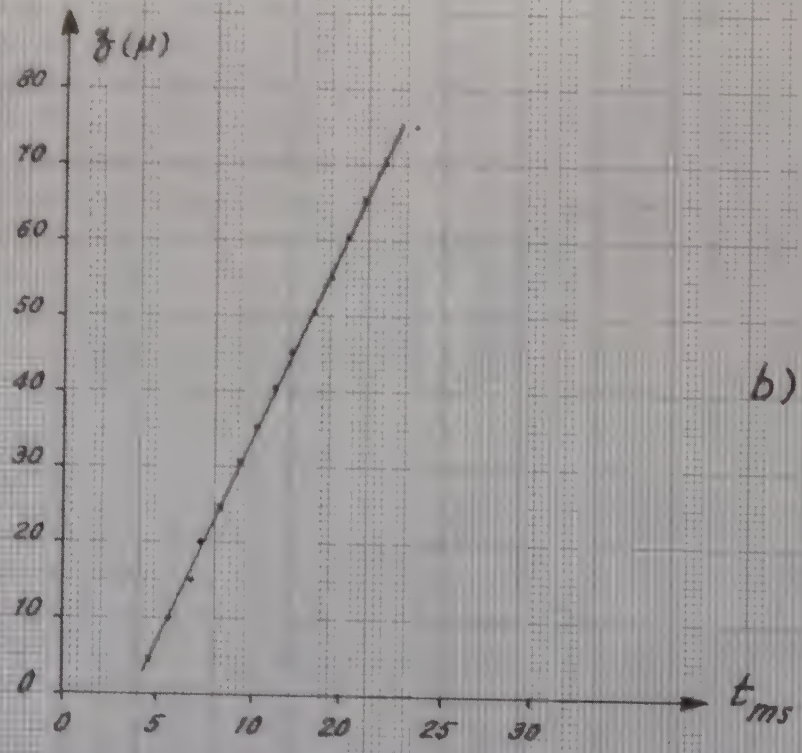


fig. 47 – a) Relevé à la chambre claire de l'oscillogramme.
b) Trajectoire à vitesse uniforme.

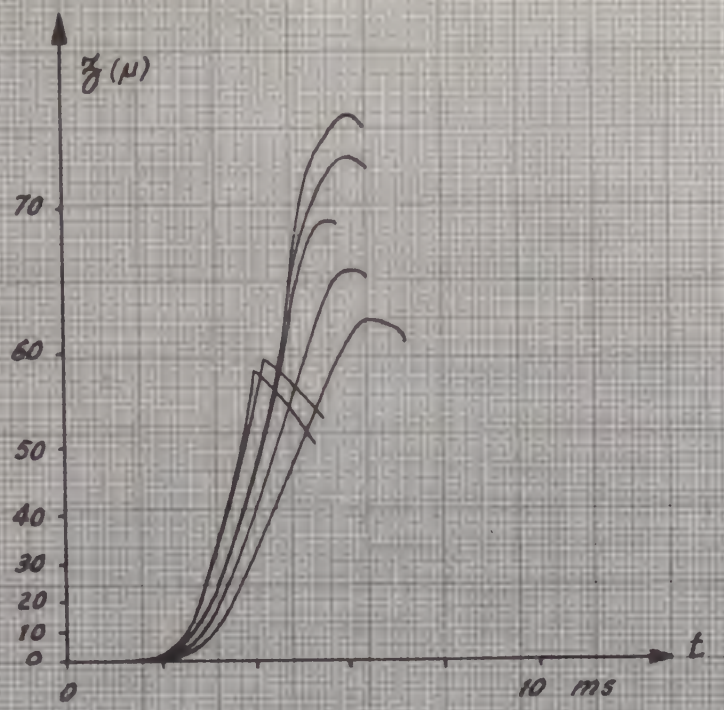


fig. 48 – Influence des oscillations de la nacelle (1° environ) sur la trajectoire de la sphère.

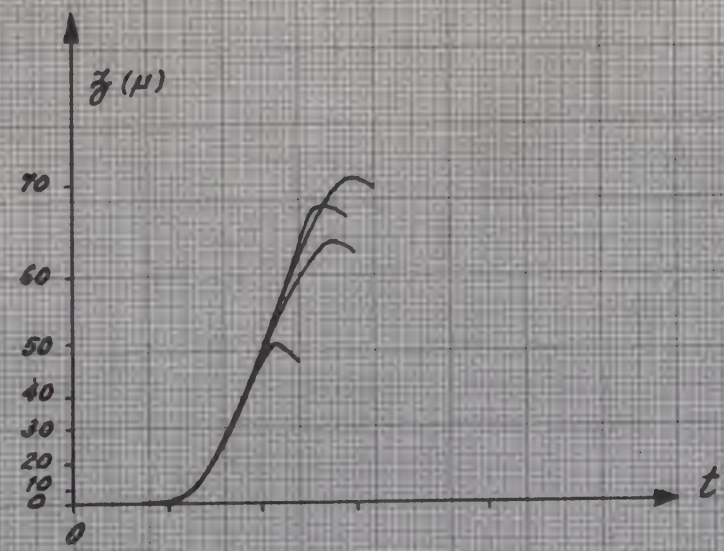
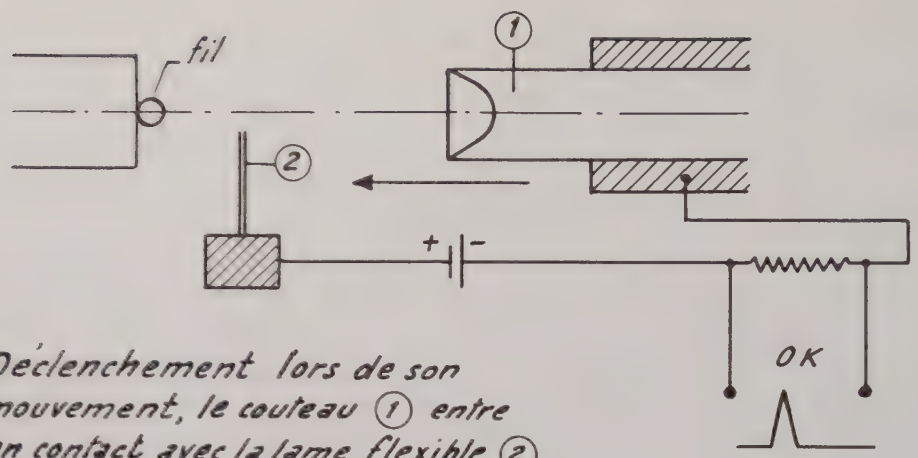


fig. 49 – En l'absence d'oscillations, la vitesse de départ de la sphère est constante.



Déclenchement lors de son mouvement, le couteau (1) entre en contact avec la lame flexible (2) et ferme le circuit de déclenchement.

fig. 50

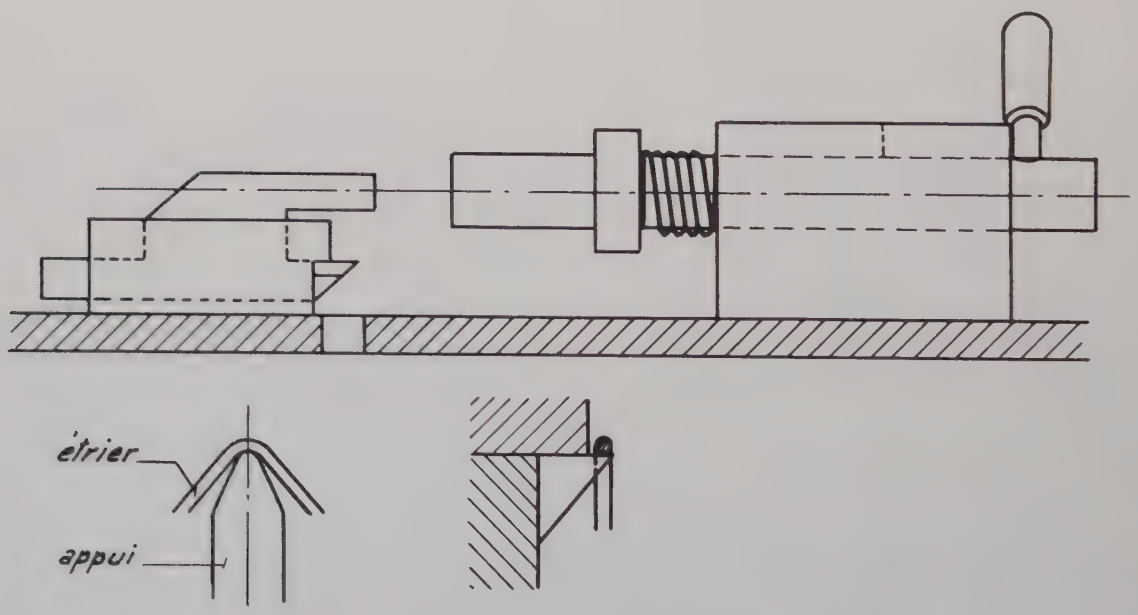


fig. 51 – Le fil de suspension comporte un étrier dont l'appui s'efface sous l'action du marteau.

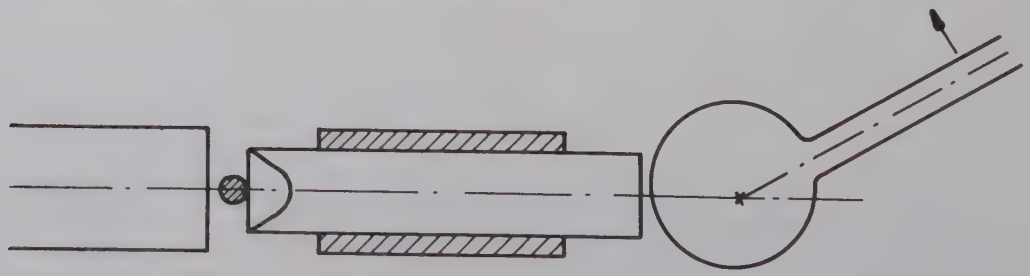


fig. 52 – Le couteau est poussé par une came excentrée.

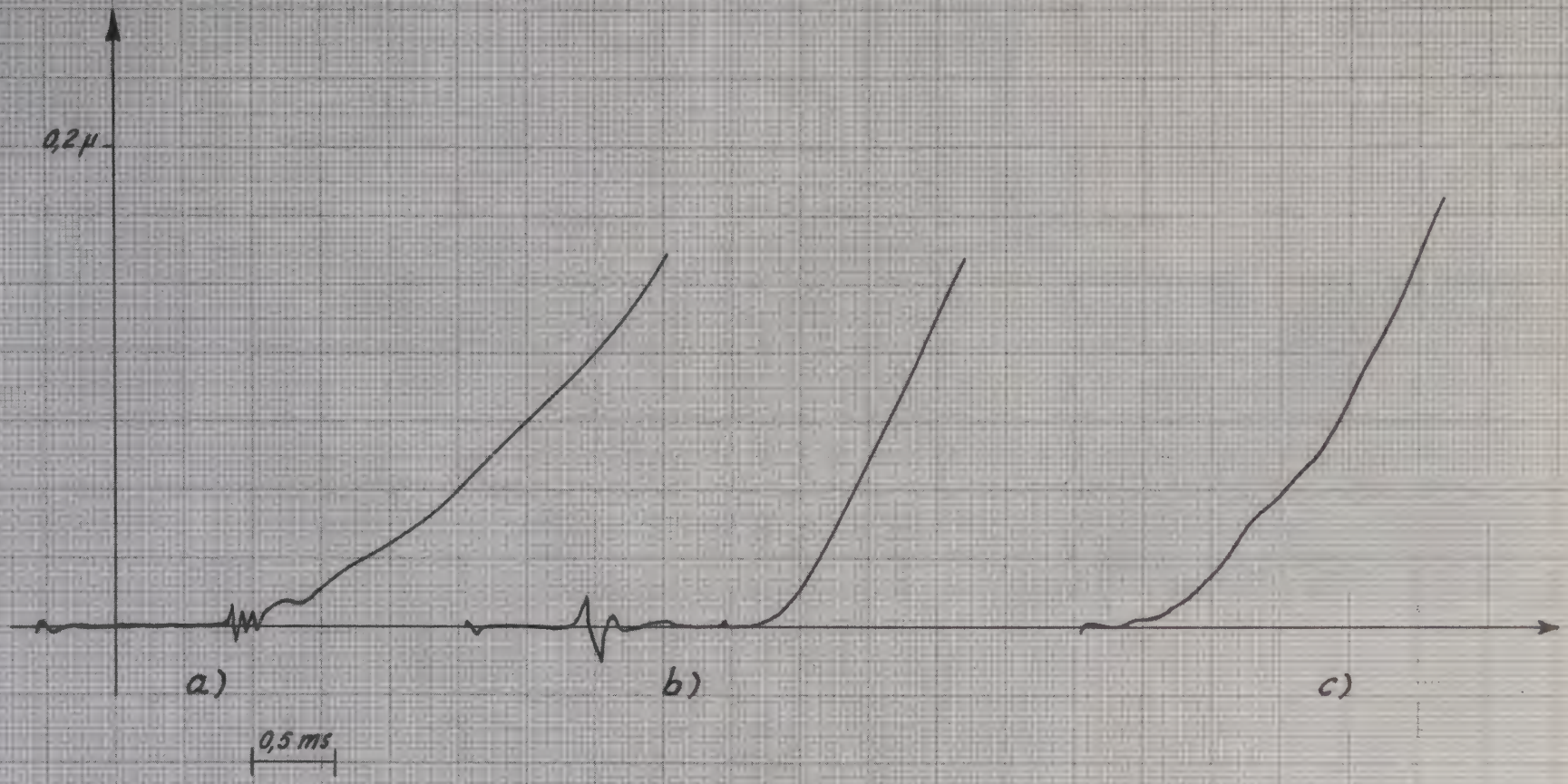


fig. 53 – Relevé des oscillogrammes pour 3 modes de largage différents.

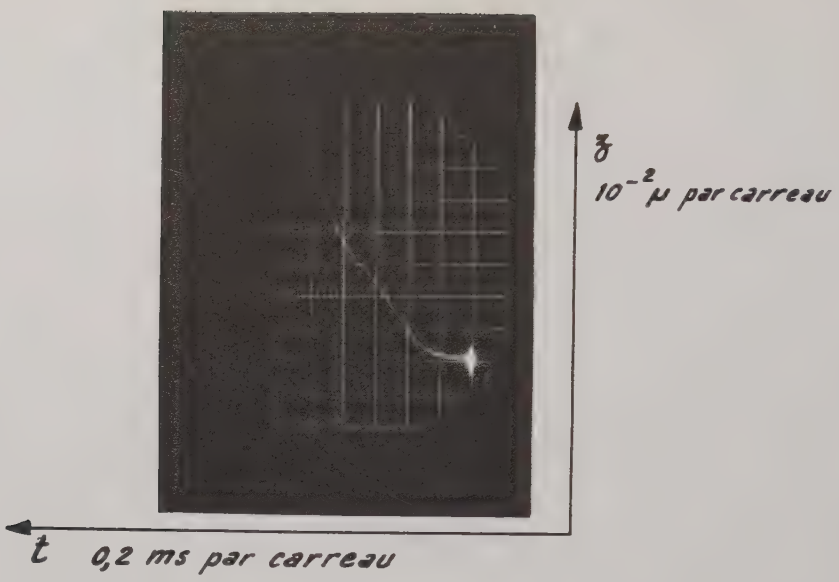


fig. 53

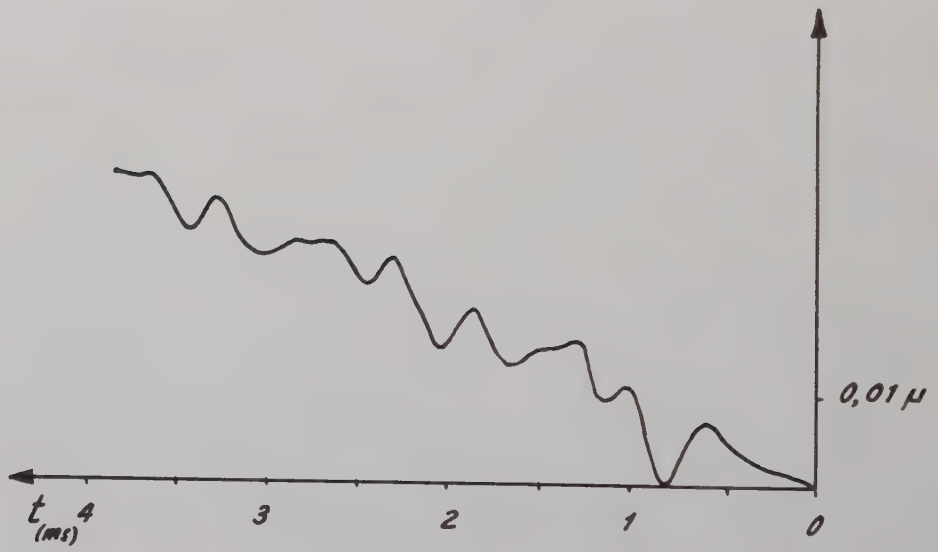


fig. 54

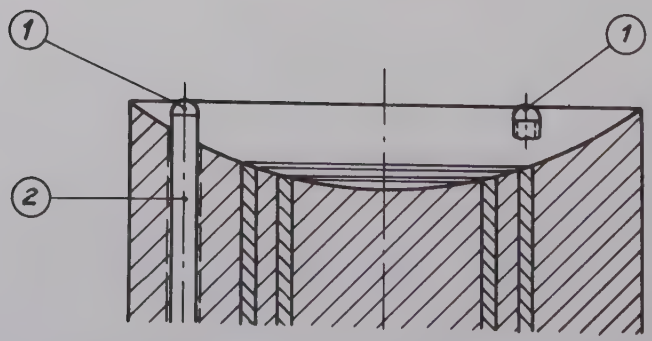
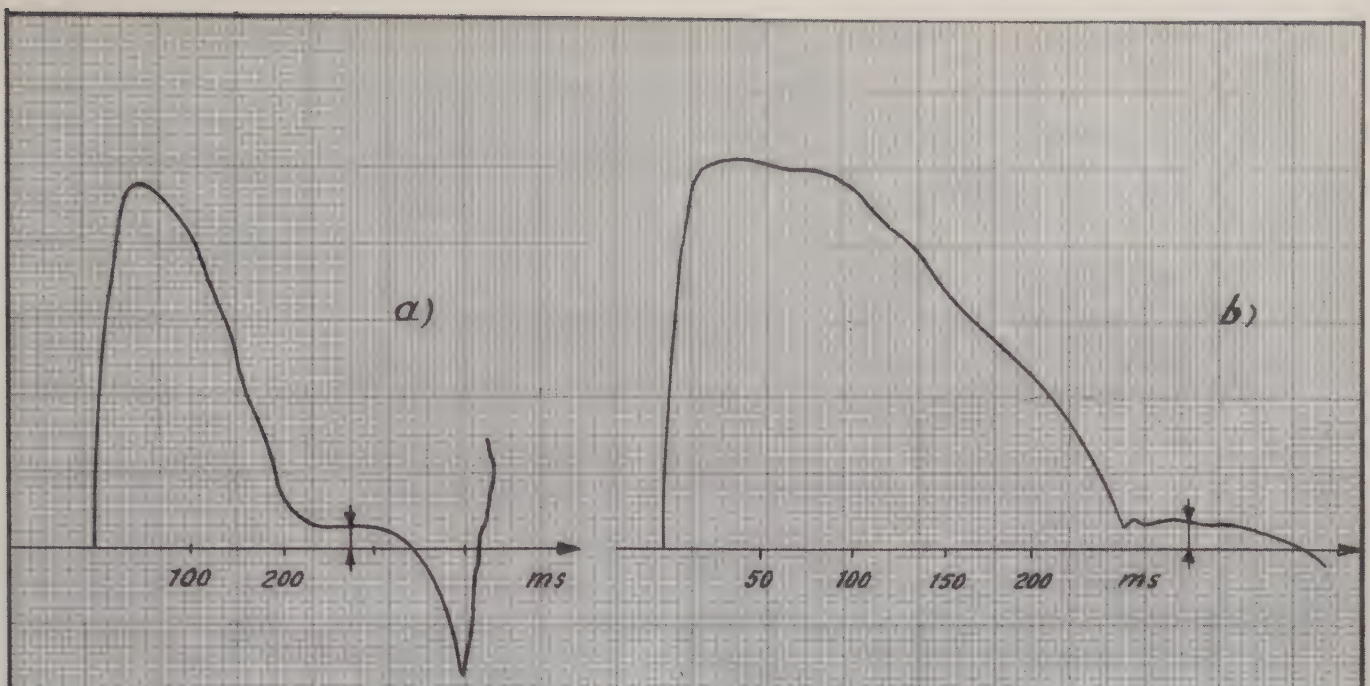
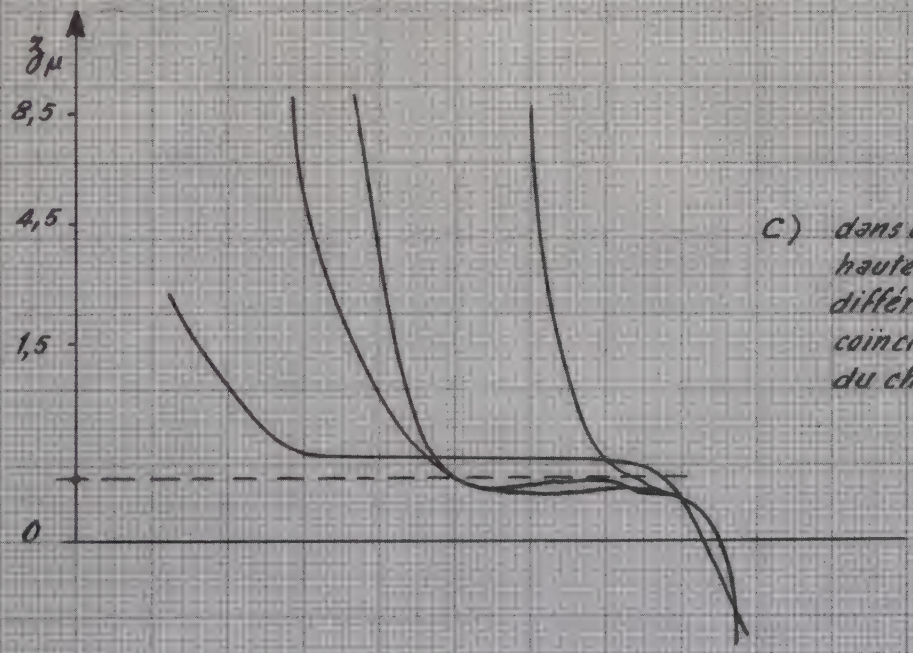


fig. 55 – Appuis hémisphériques (1) fixés sur 3 vis (2) à 120°, traversant l'ensemble inférieur d'électrodes.



a) Enregistrement sur toute la chute montrant des butées au choc final.
b) Valeur de la déformation due à g.
c) Mesures de cette déformation



c) dans ces essais les hauteurs de chutes sont différentes. On a fait coincider les instants du choc.

fig. 56 — Etude des butées hémisphériques en nylon, grace à l'utilisation d'un freinage important.

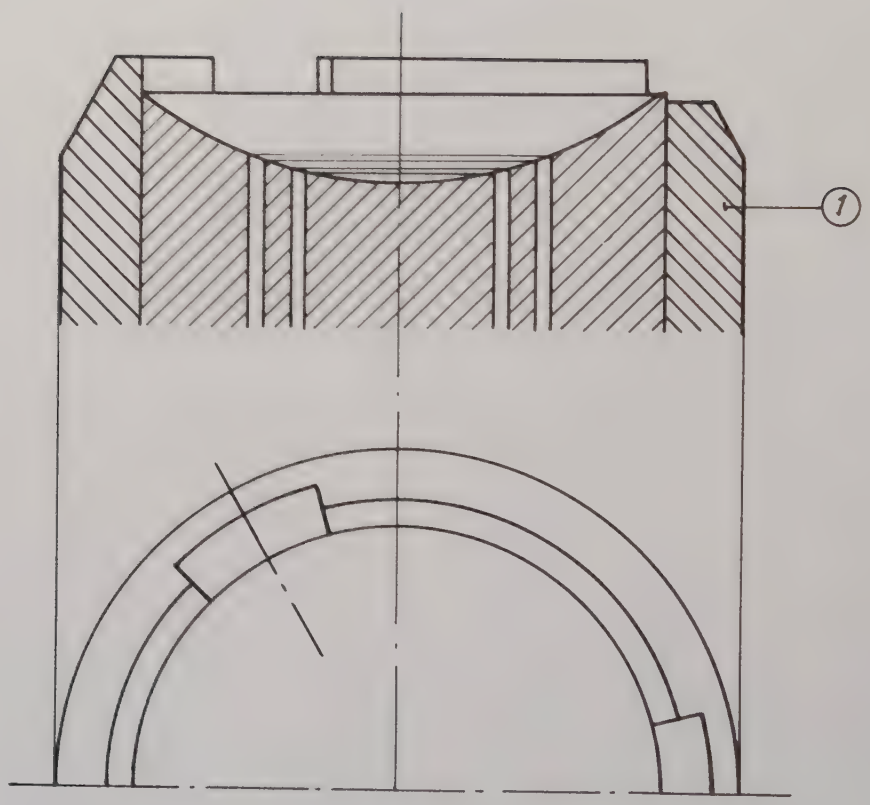


fig. 57 – L'ensemble d'électrodes est entouré d'une couronne en plexiglass (1) avec 3 échancrures à 120°. Un ensemble identique est placé sur le capteur supérieur pour servir de butée.

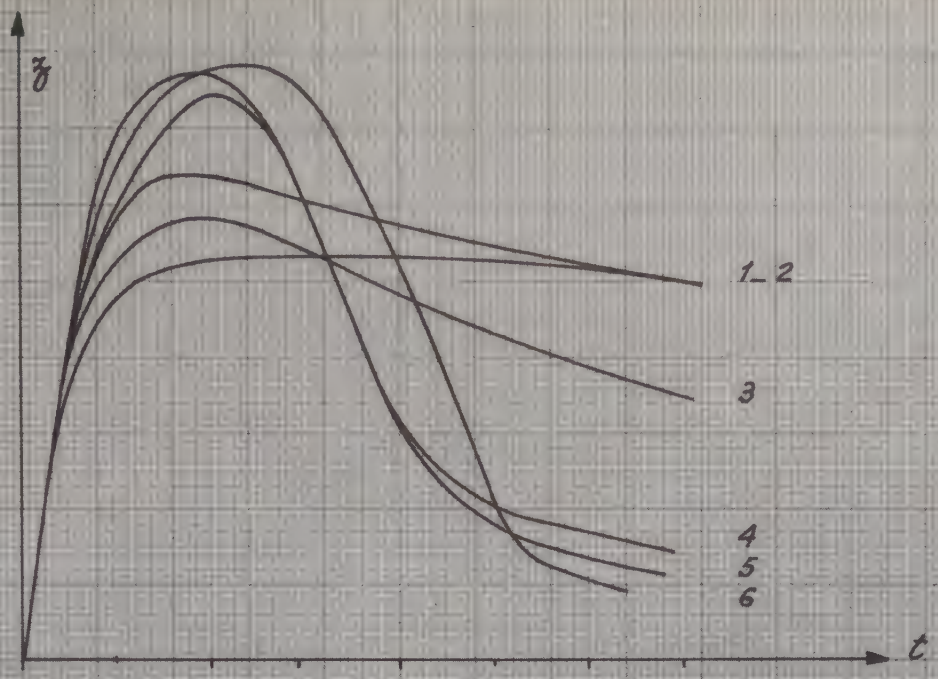


fig. 58. a) Influence de la trainée

1_2 Nacelle seule

3 Nacelle avec disque $r = 20$ cm

4 Nacelle avec disque $r = 40$ cm

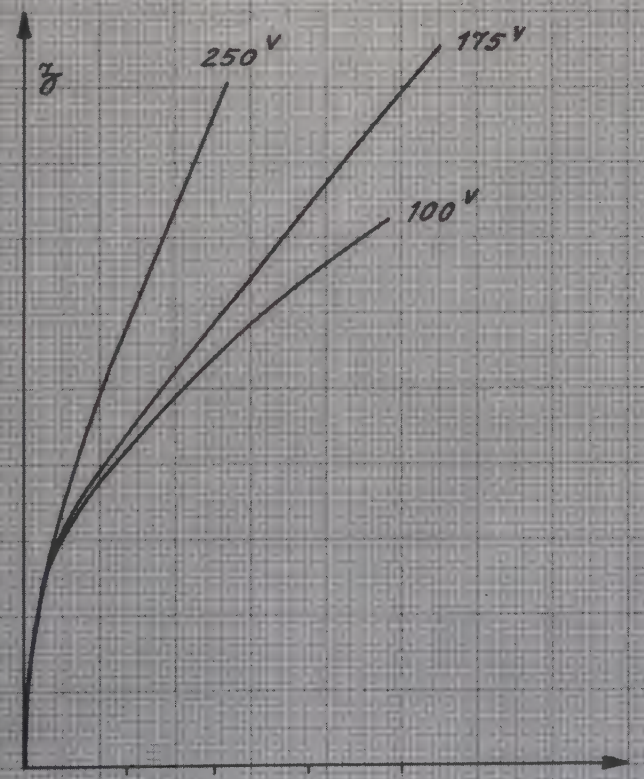


fig. 58. b) Influence d'une tension sur l'électrode supérieure.

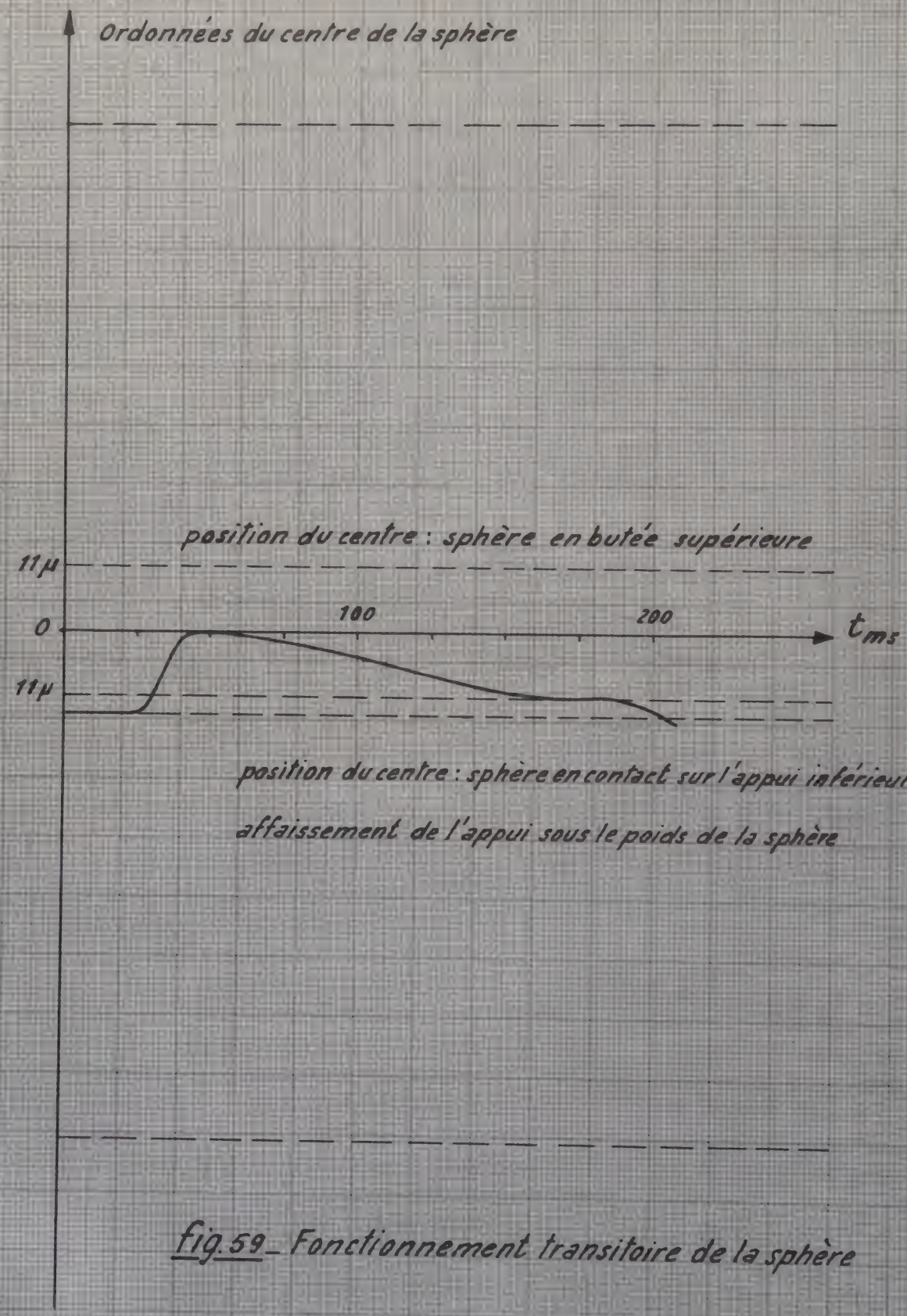


Fig. 59 _ Fonctionnement transitoire de la sphère

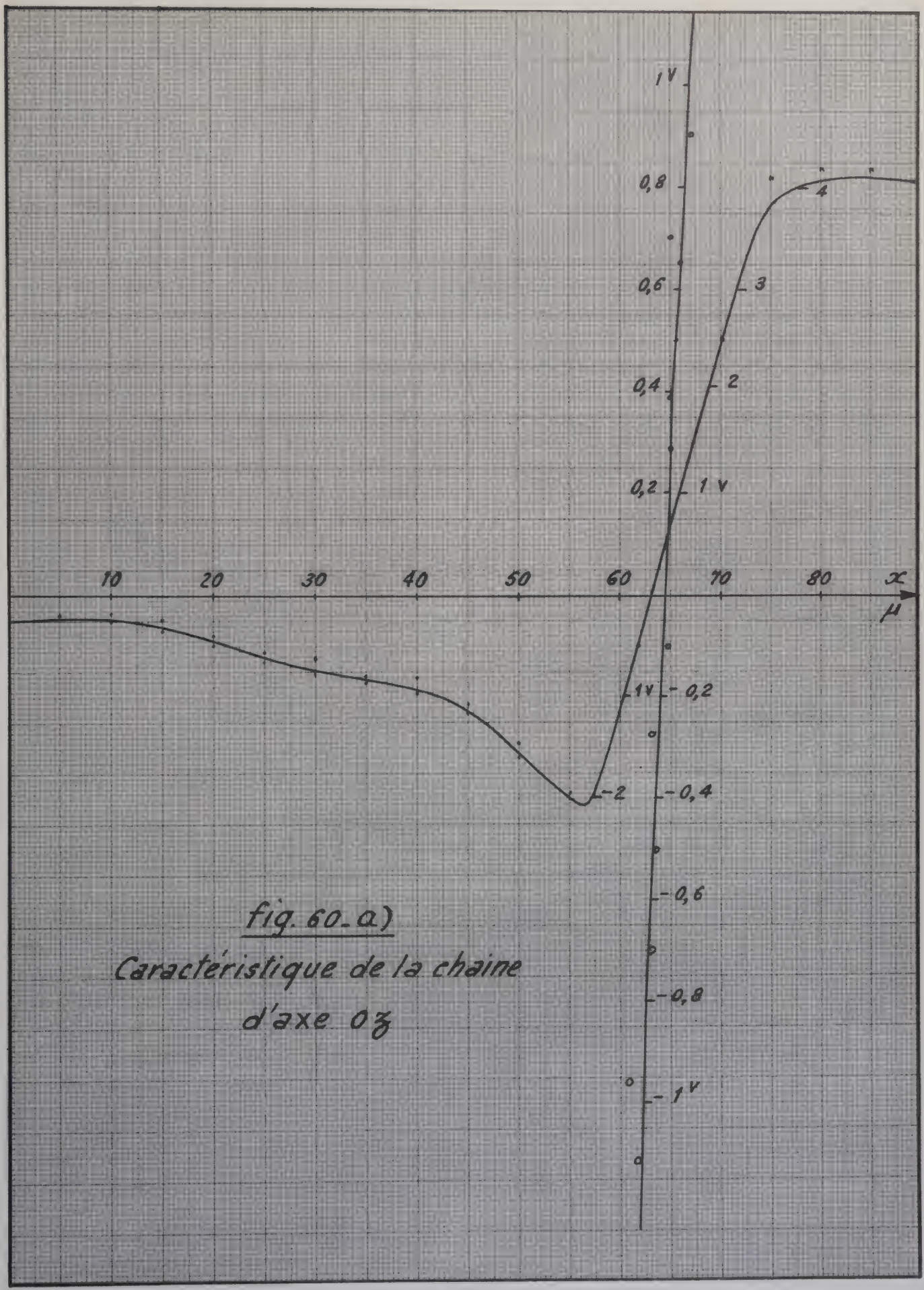


fig. 60_a)

Caractéristique de la chaine d'axe Oz

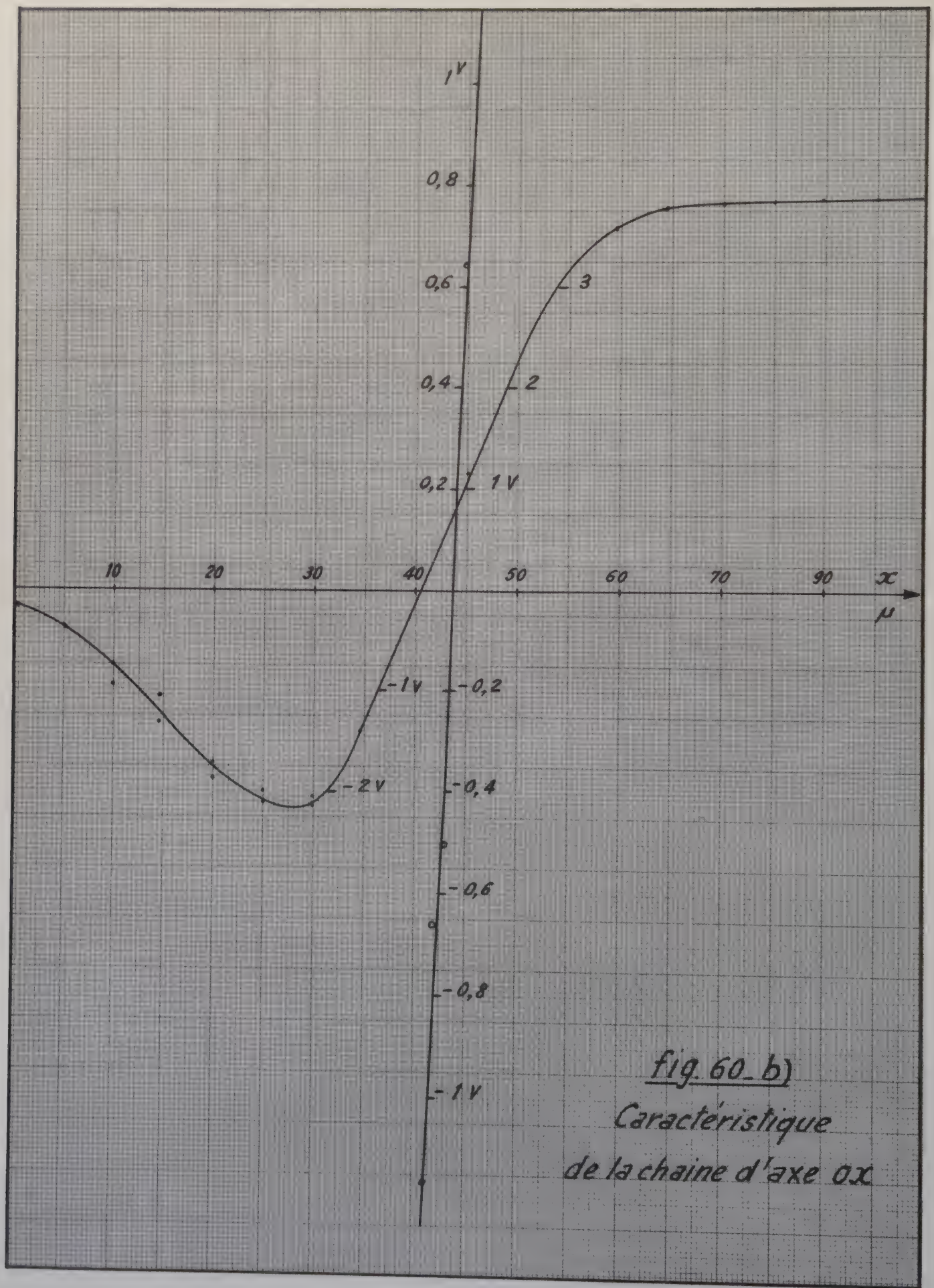


fig. 60_b)
Caractéristique
de la chaine d'axe ox

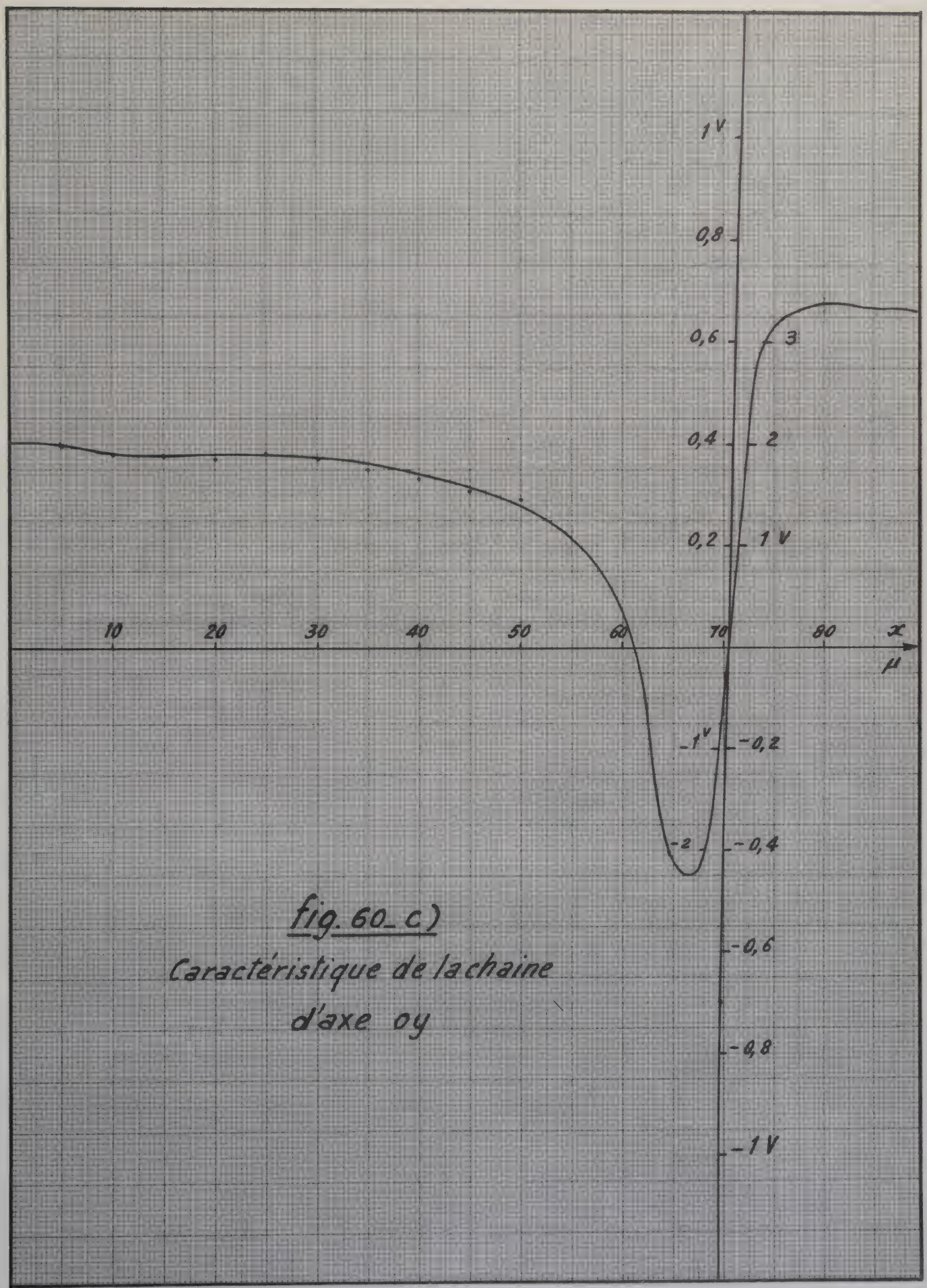
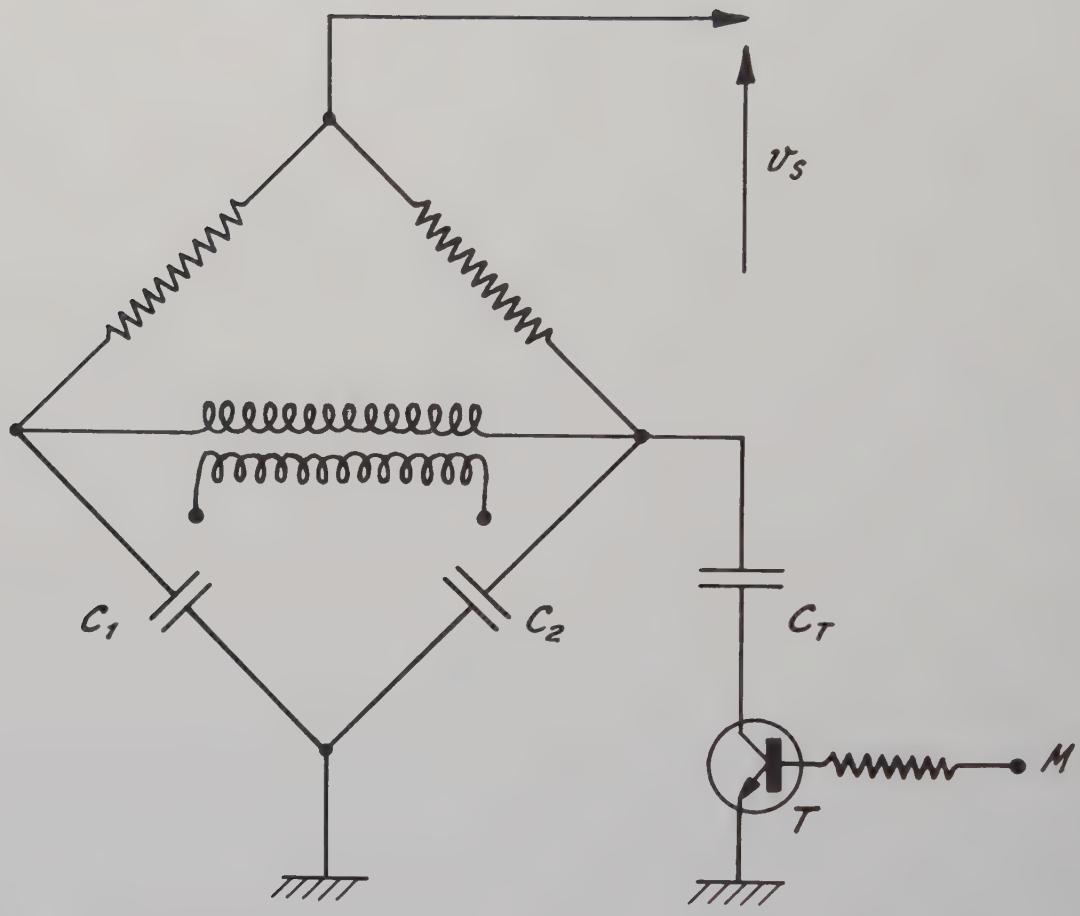


fig. 60_c)

Caractéristique de la chaine d'axe oy



La capacité C_T est périodiquement mise en parallèle sur C_2 grace au transistor T dont la base est commandée par un multivibrateur M

fig. 61

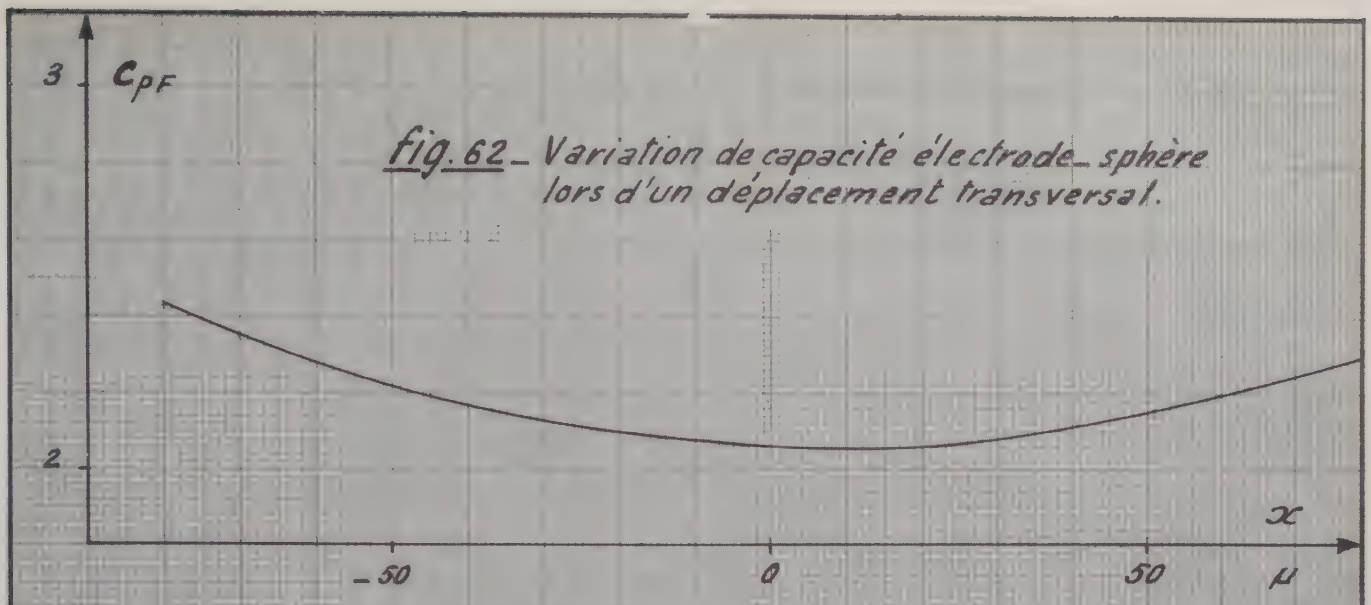


fig. 62 _ Variation de capacité électrode_sphère lors d'un déplacement transversal.

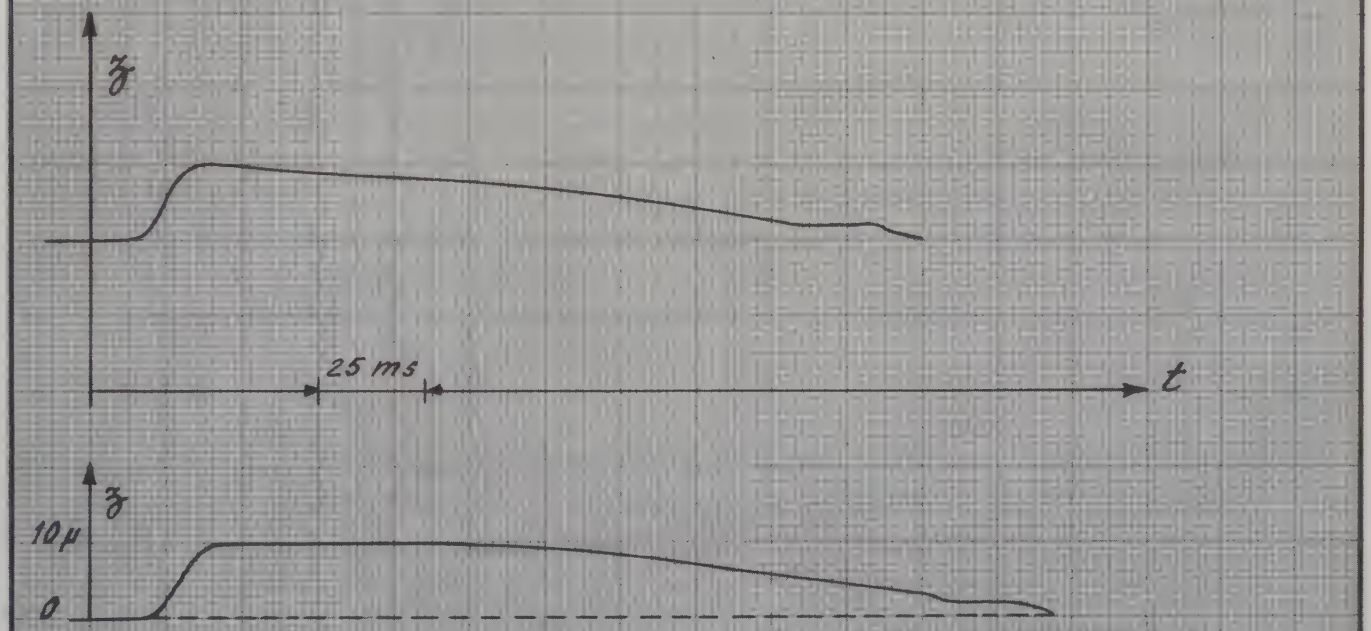


fig. 63 _ Déformation du mouvement de la sphère sous l'effet des tensions d'asservissement.

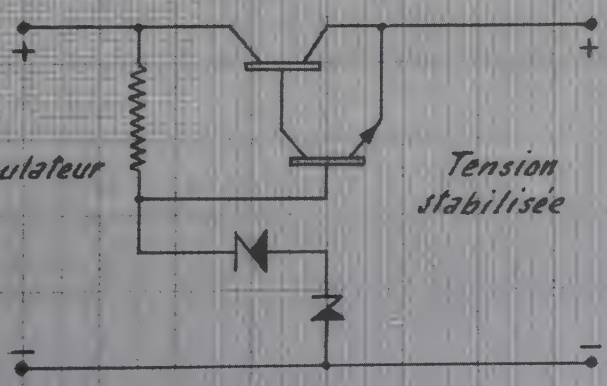


fig. 64 _ Schéma des circuits stabilisateurs de tension.

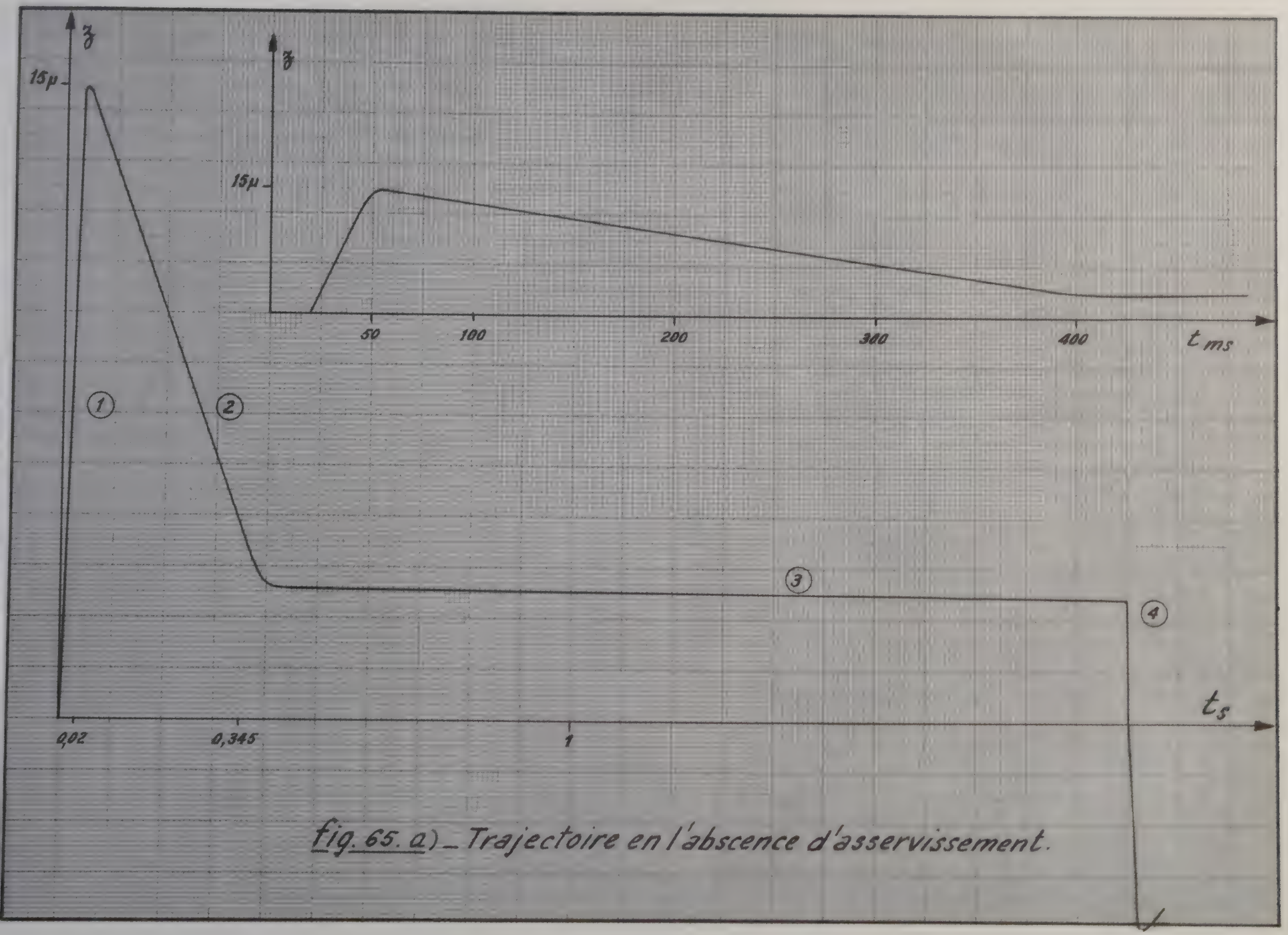


fig. 65. a) _ Trajectoire en l'abscence d'asservissement.

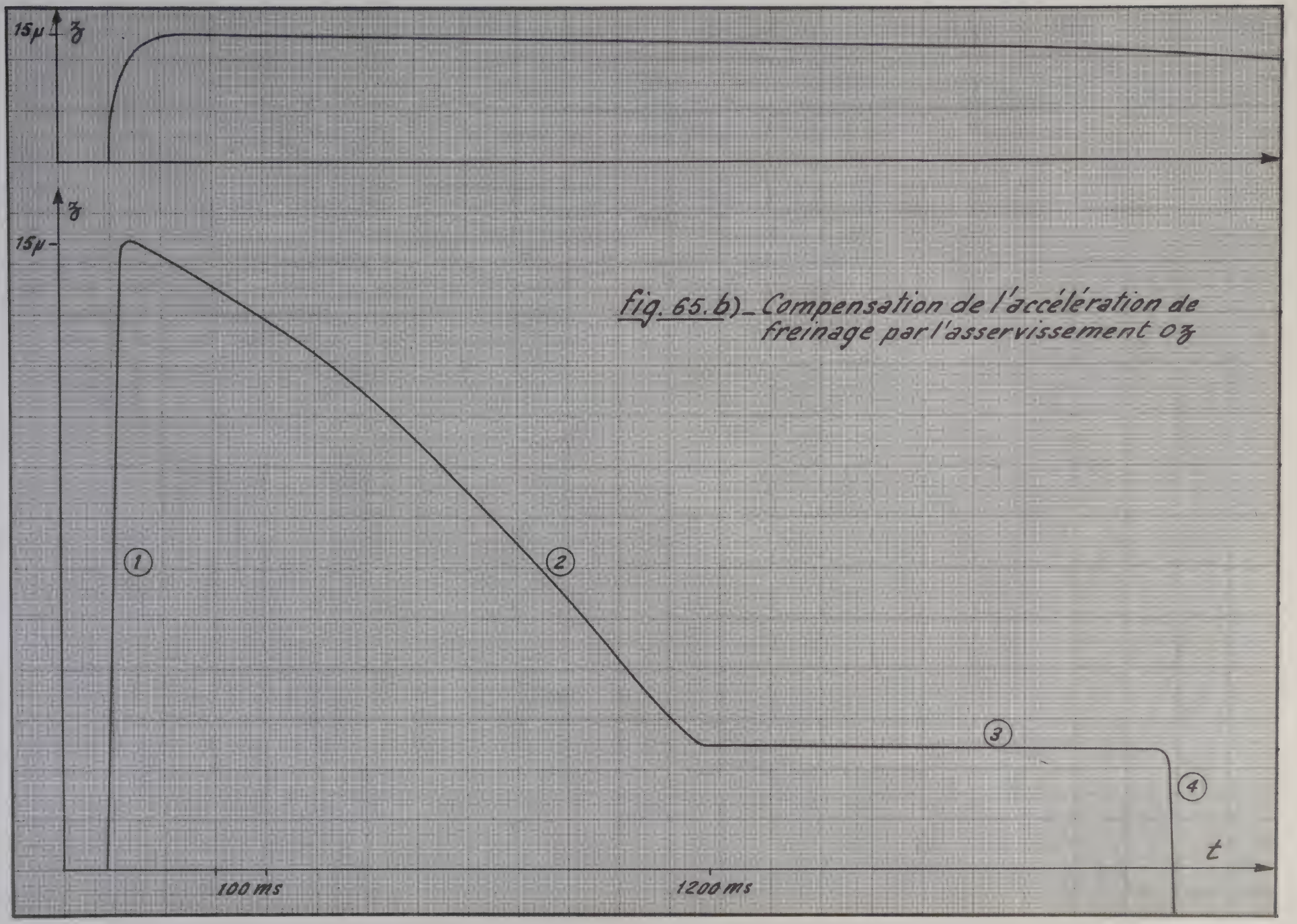


fig. 65.b)_ Compensation de l'accélération de freinage par l'asservissement σz

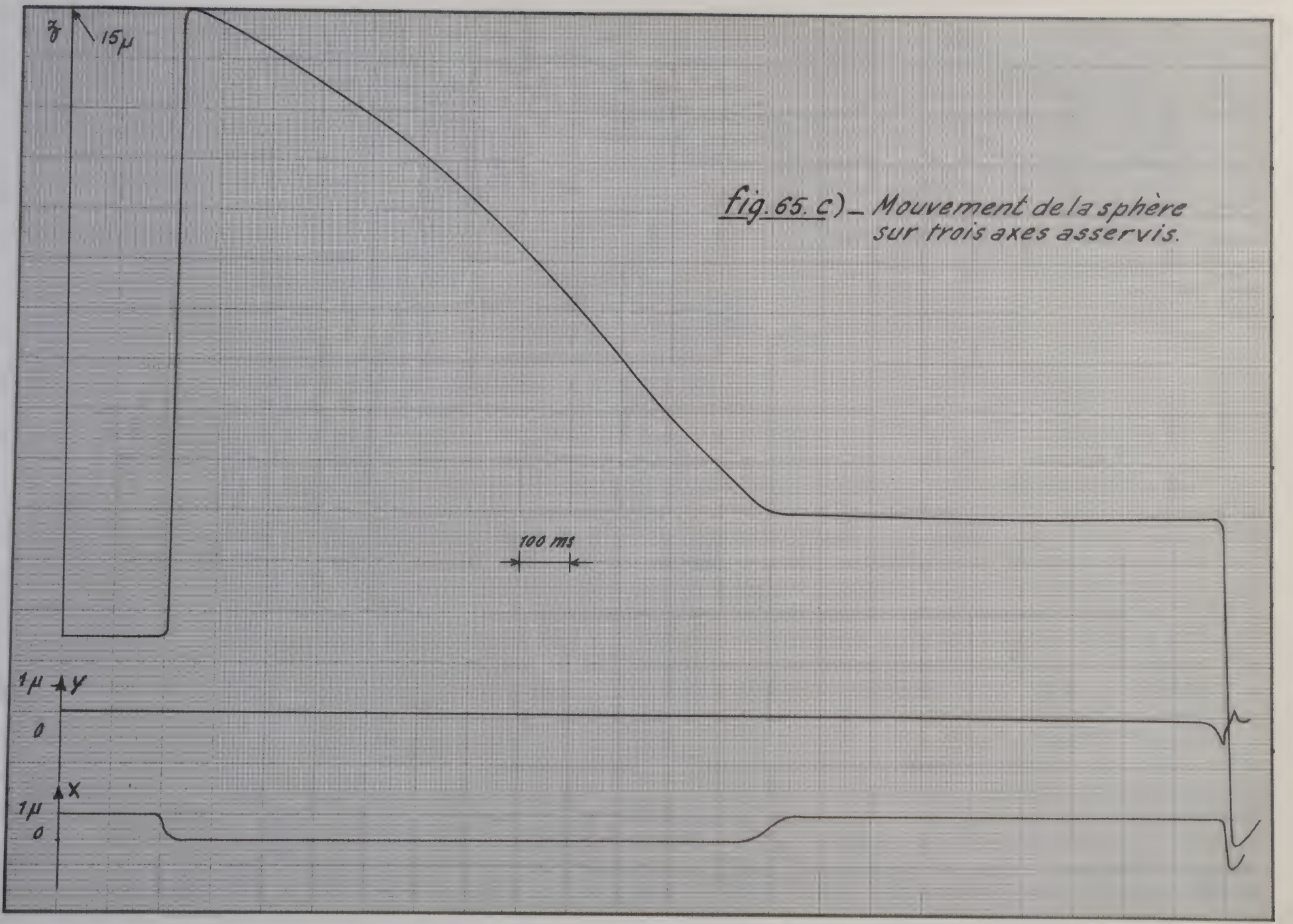


fig. 65. c) _ Mouvement de la sphère sur trois axes asservis.

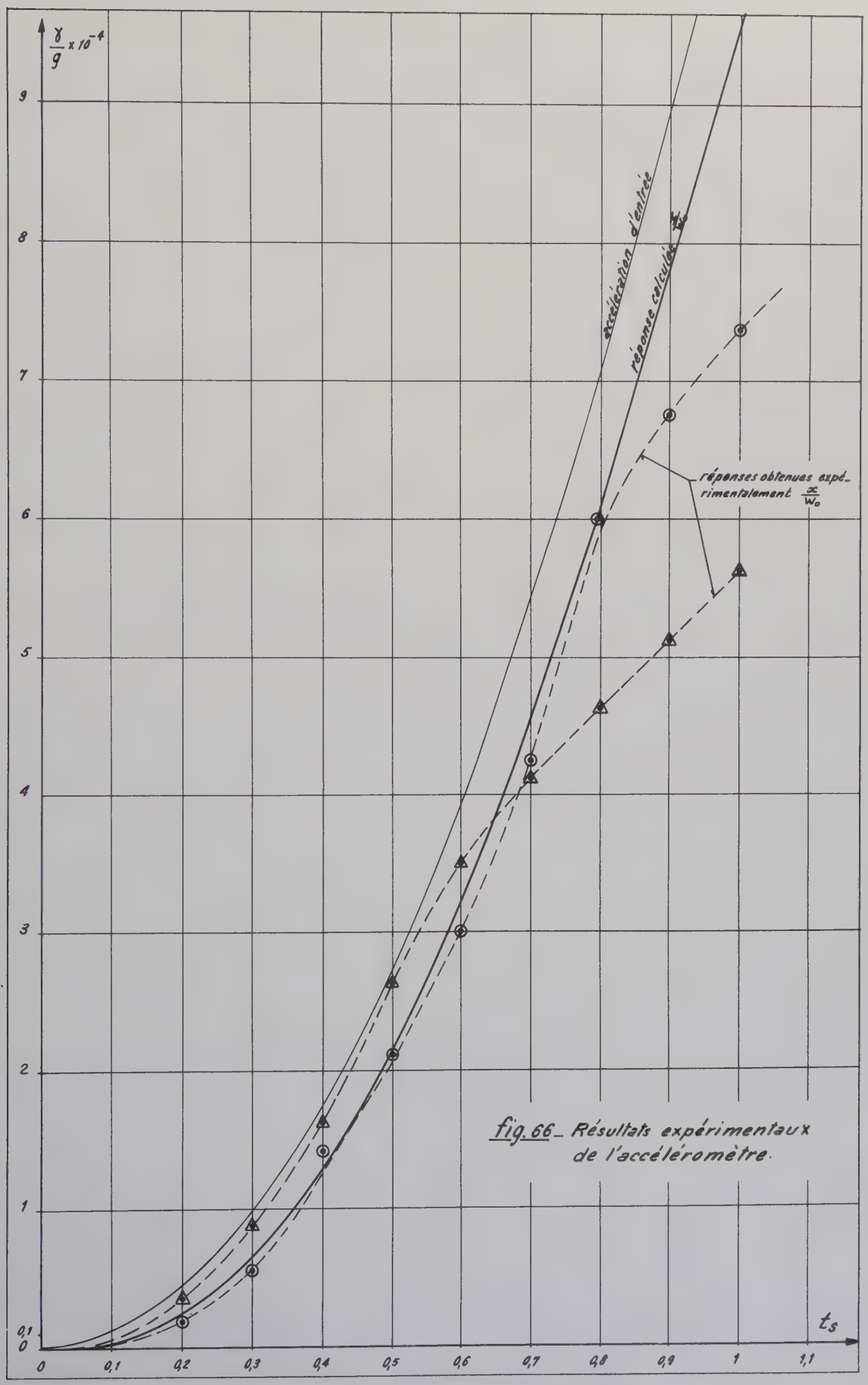


fig. 66 – Résultats expérimentaux de l'accéléromètre.

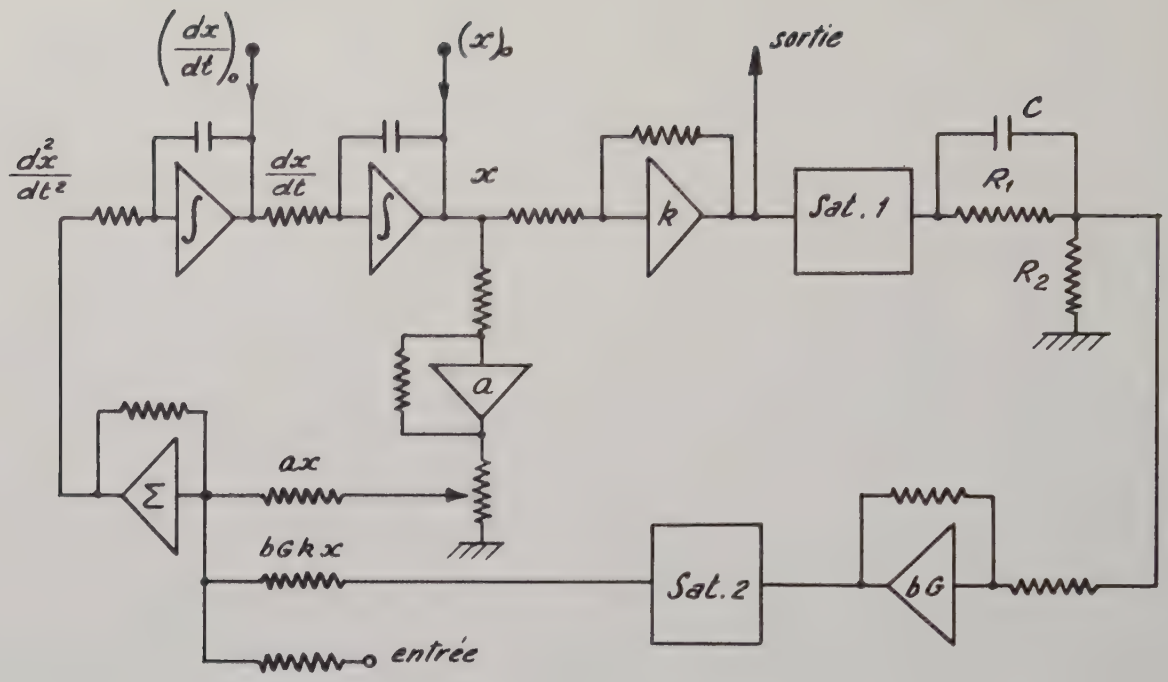


fig. 67 – Schéma de principe pour la simulation de l'accéléromètre uniaxe.

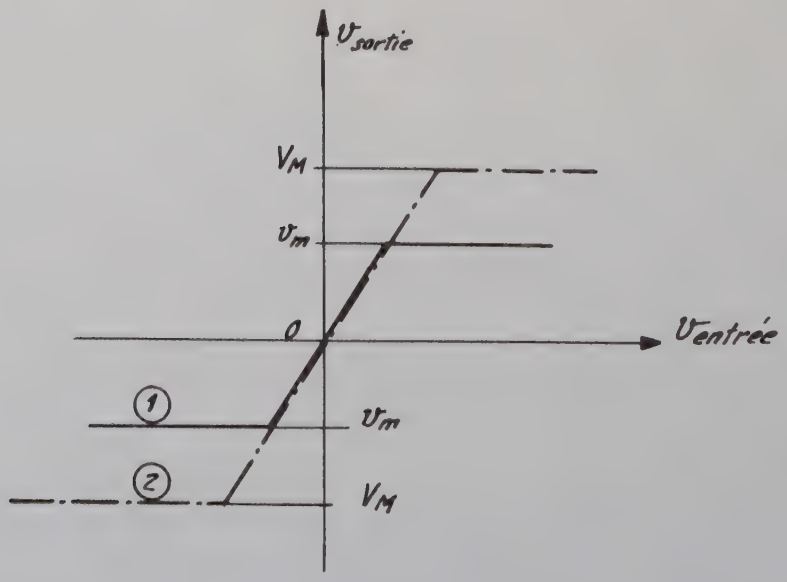
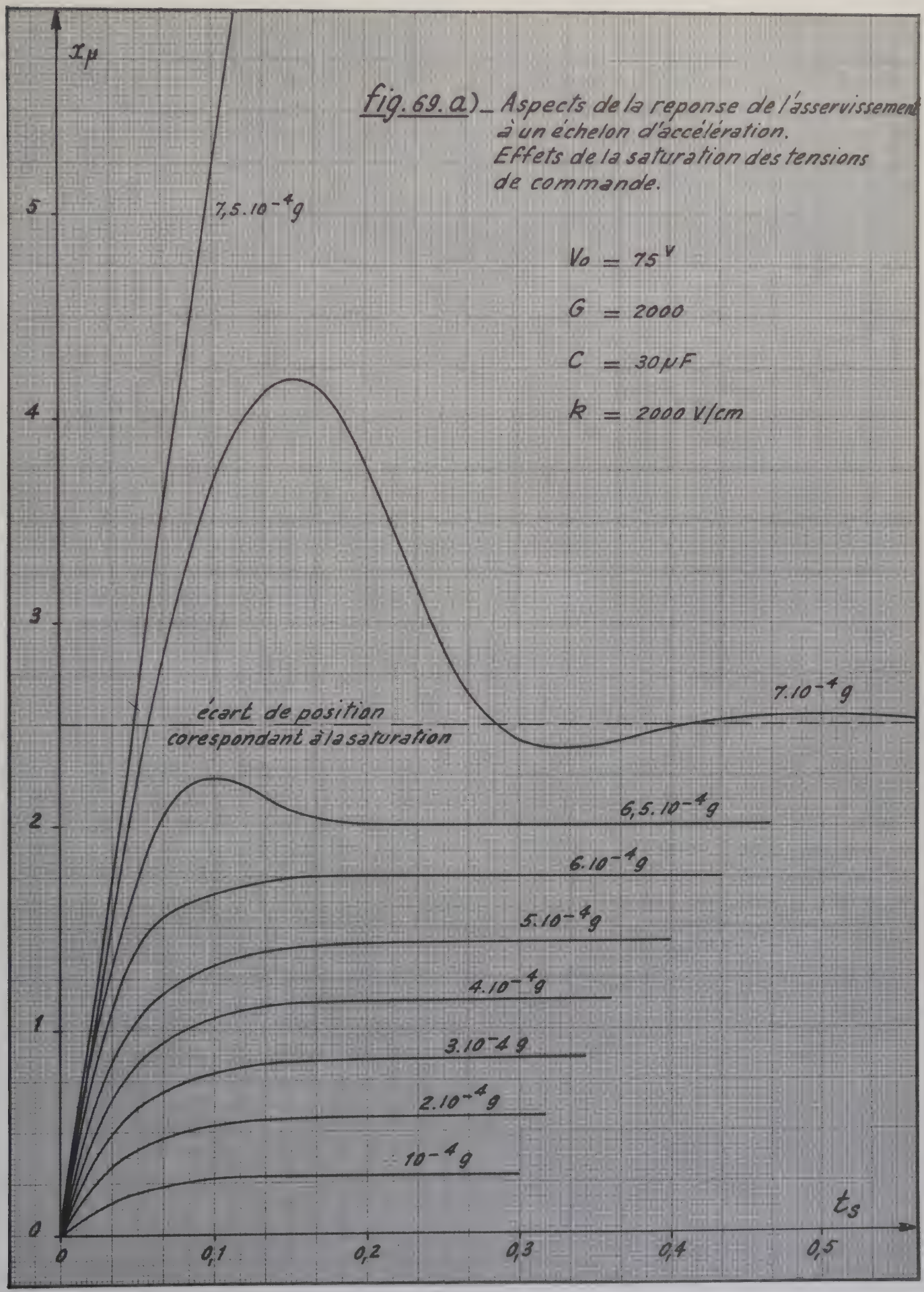
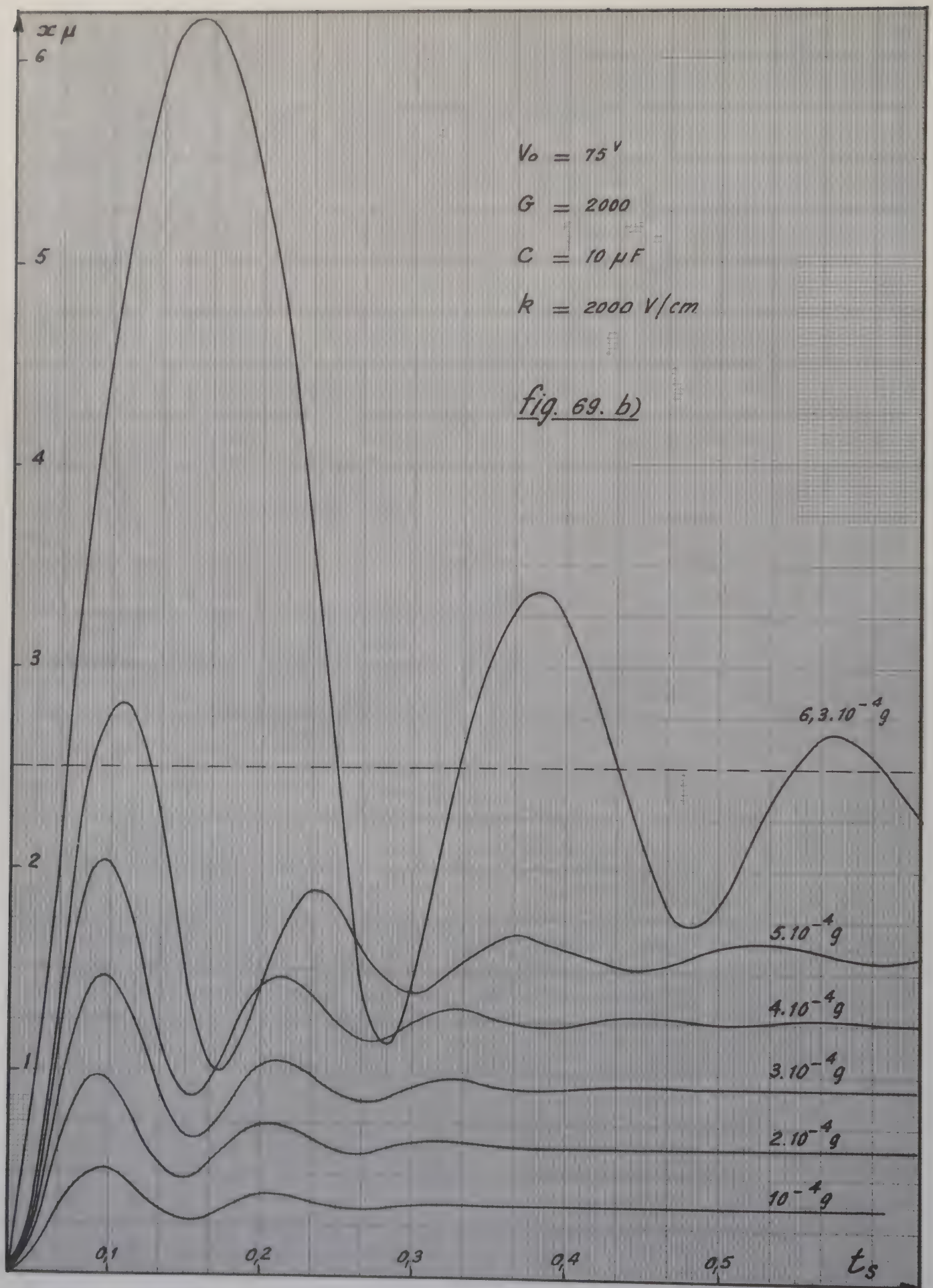
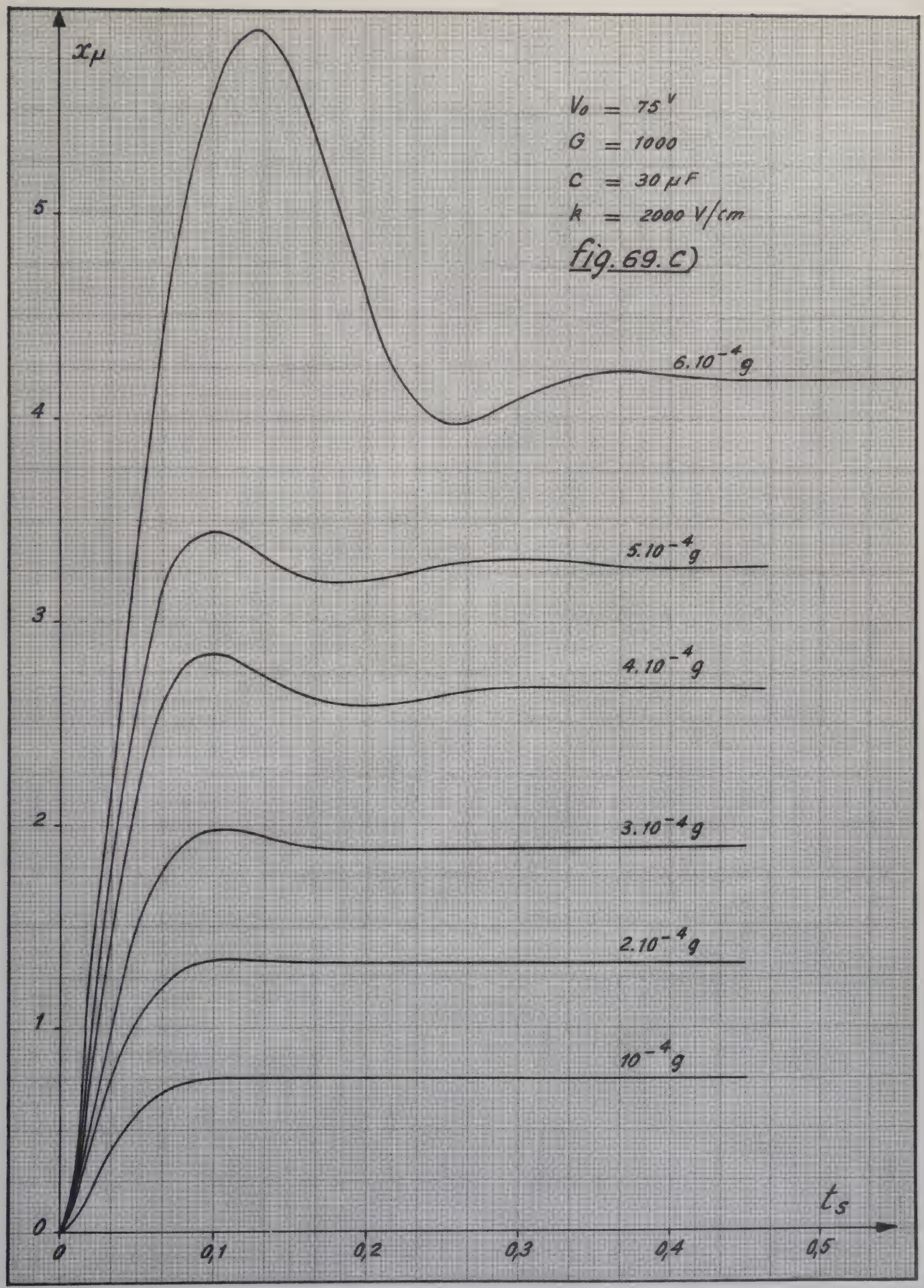


fig. 68 – Caractéristique des saturateurs.


x_μ
fig. 69. a) _ Aspects de la reponse de l'asservissement à un échelon d'accélération. Effets de la saturation des tensions de commande.
$V_o = 75^V$
$G = 2000$
$C = 30\mu F$
$k = 2000\ V/cm$
$7{,}5.10^{-4}g$
$7.10^{-4}g$
écart de position
corespondant à la saturation
$6{,}5.10^{-4}g$
$6.10^{-4}g$
$5.10^{-4}g$
$4.10^{-4}g$
$3.10^{-4}g$
$2.10^{-4}g$
$10^{-4}g$
t_s
0
0,1
0,2
0,3
0,4
0,5
1
2
3
4
5


x μ
6
5
4
3
2
1
$V_o = 75^V$
G = 2000
C = 10 μF
k = 2000 V/cm
fig. 69. b)
$6,3.10^{-4}g$
$5.10^{-4}g$
$4.10^{-4}g$
$3.10^{-4}g$
$2.10^{-4}g$
$10^{-4}g$
0,1
0,2
0,3
0,4
0,5
t_s


x_μ
$V_0 = 75\ V$
$G = 1000$
$C = 30\ \mu F$
$k = 2000\ V/cm$
fig. 69. c)
$6.10^{-4}g$
$5.10^{-4}g$
$4.10^{-4}g$
$3.10^{-4}g$
$2.10^{-4}g$
$10^{-4}g$
t_s
0
1
2
3
4
5
0
0,1
0,2
0,3
0,4
0,5

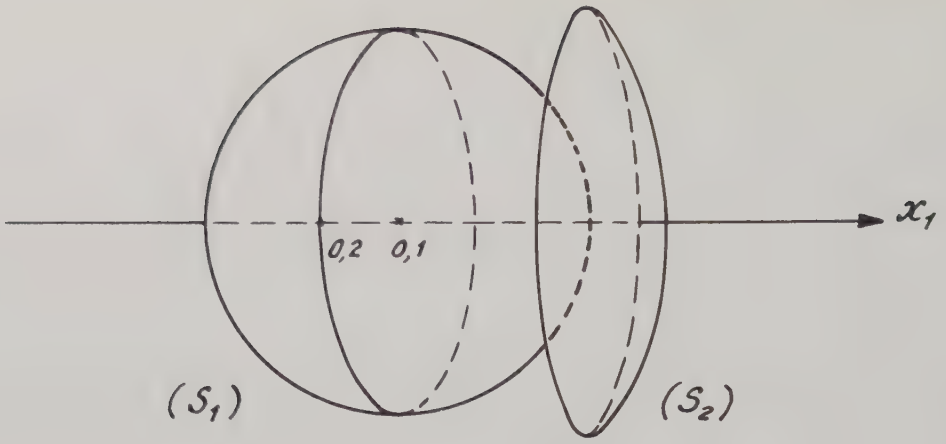
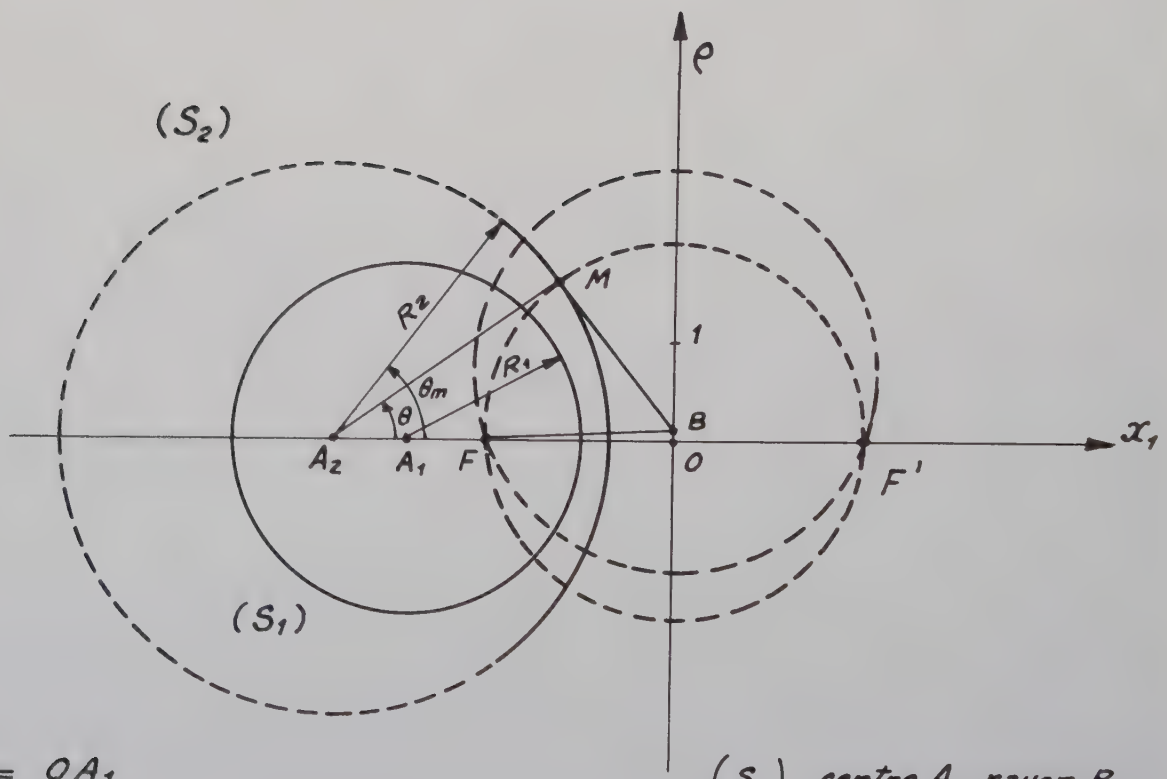


fig. 70



$a_1 = OA_1$
$a_2 = OA_2$
$d = OF = OF'$
$A_1A_2 = x$

(S_1) centre A_1 rayon R_1
(S_2) centre A_2 rayon R_2
$R_2 > R_1$

fig. 71

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

LES ÉJECTEURS

Vu et approuvé :

Paris, le 24 Novembre 1965

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

Marc ZAMANSKY

Vu et permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

Jean ROCHE

Achevé d'imprimer à l'O.N.E.R.A., Octobre 1965, Dépôt légal 4ème trimestre 1965, n° 239.